

# Numerische Untersuchung der Maßstabseffekte an Schiffspropellern

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften, Abteilung Maschinenbau der  
Universität Duisburg-Essen  
zur Erlangung des akademischen Grades

DOKTOR-INGENIEUR

genehmigte Dissertation

von

Sven-Brian Müller  
aus  
Langenhagen

Referent: Prof. Dr.-Ing. Moustafa Abdel-Maksoud  
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Bettar Ould el Moctar

Tag der mündlichen Prüfung: 1. Dezember 2010

## **Vorwort**

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Schiffstechnik, Meerestechnik und Transportsysteme (ISMT) der Fakultät für Ingenieurwissenschaften, Abteilung Maschinenbau der Universität Duisburg-Essen. Mein Dank richtet sich an das Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie mit deren finanzieller Förderung ich ein Forschungsprojekt bearbeiten und erfolgreich zum Abschluss bringen konnte. Meinem Doktorvater Prof. Dr.-Ing. Moustafa Abdel-Maksoud möchte ich einen besonderen Dank für seine wissenschaftliche Betreuung aussprechen. Seine wertvollen Ratschläge und Anregungen haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Bettar Ould el Moctar bedanke ich mich für die Übernahme des Korreferates.

Herzlich bedanken möchte ich mich bei meinen Kollegen für die gute Zusammenarbeit und Unterstützung, die anregenden Diskussionen und die freundschaftliche Arbeitsatmosphäre. Weiterhin danke ich den Studenten des ISMT, die in vielfältiger Weise zum erfolgreichen Abschluss dieser Arbeit beigetragen haben.

Bei meinen Eltern, Opa Fritz sowie Renate Nebel möchte ich mich für Ihre Motivation bedanken.

Meiner Frau Anja gebührt der größte Dank. Ihre Unterstützung während der schier endlos erscheinenden Arbeit war einzigartig. Mit Liebe schafft man dann doch vieles.

Meine Gedanken sind bei Wolfgang Nebel, Peter Pfeifer und Oma Helene.

Hannover im Freudentaumel 2011

Sven-Brian Müller  
(Kontakt: [svbrian.mueller@gmx.de](mailto:svbrian.mueller@gmx.de))

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>v</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>ix</b>
<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>x</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Stand der Technik</b>	<b>5</b>
2.1 Empirische Umrechnungsverfahren . . . . .	5
2.1.1 Verfahren von MEYNE . . . . .	5
2.1.2 ITTC - Methode . . . . .	9
2.1.3 Verfahren von PRAEFKE . . . . .	10
2.1.4 Bewertung der empirischen Umrechnungsverfahren . . . . .	12
2.2 Verwendung von numerischen Methoden der viskosen Strömung zur Bestimmung der Maßstabseffekte an Schiffspropellern . . . . .	14
2.2.1 Zusammenfassung und Bewertung der Ergebnisse der numerischen Simulation . . . . .	23
<b>3 Theoretische Grundlagen</b>	<b>25</b>
3.1 Strömungsbedingungen im Modellversuch und in der Großausführung . . . . .	25
3.2 Grundlagen der numerischen Strömungsberechnung . . . . .	31
3.2.1 Grundgleichungen . . . . .	31
3.2.2 Turbulenzmodelle . . . . .	33
3.2.3 Numerische Beschreibung des Strömungsumschlags . . . . .	37
3.2.4 Randbedingungen der numerischen Berechnung . . . . .	41
3.2.5 Vernetzungsstrategie . . . . .	45
3.2.6 Numerisches Lösungsverfahren . . . . .	47
<b>4 Voruntersuchung an einfach geformten Geometrien</b>	<b>48</b>
4.1 Ebene, einseitig überströmte Platte . . . . .	48
4.2 NACA-Profil . . . . .	51
4.3 NACA-Flügel . . . . .	60
4.4 Zusammenfassung der Voruntersuchung . . . . .	67

<b>5</b>	<b>Untersuchung komplex geformter Propellergeometrien</b>	<b>68</b>
5.1	Auswahl der Propeller . . . . .	68
5.2	Geometrieerstellung . . . . .	69
5.3	Gittergenerierung . . . . .	73
5.4	Variation der räumlichen Diskretisierung - Zellanzahl . . . . .	75
5.5	Numerische Berechnung . . . . .	80
5.5.1	Untersuchungen zum Einfluss des Turbulenzgrads auf die Berechnungen im Modellmaßstab . . . . .	82
5.5.2	Vergleich der Ergebnisse der numerischen Untersuchungen der Großausführung mit denen des Modellpropellers . . . . .	91
5.5.3	Variation der geometrischen Eigenschaften von Propeller P019 . . . .	100
<b>6</b>	<b>Umrechnungsverfahren</b>	<b>105</b>
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>114</b>
	<b>Literatur</b>	<b>118</b>



## Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.1	Anordnung eines Propellerfreifahrtversuchs . . . . .	2
Abb. 3.1	Grenzschicht an einer längsangeströmten ebenen Platte . . . . .	26
Abb. 3.2	Reibungsbeiwert einer Platte (glatt) in Abhängigkeit von der Reynoldszahl	28
Abb. 3.3	Die Entwicklungsstufen der natürlichen Transition nach WHITE [50], aus SCHIELE [34] . . . . .	29
Abb. 3.4	Impulsverlustdicken-Reynoldszahl zum Transitionsbeginn als Funktion des lokalen Turbulenzgrads für den Fall einer ebenen Platte, aus LANGTRY [20]	41
Abb. 4.1	Ebene Platte - Rechengebiet mit Randbedingungen, Abmessungen und Netzstruktur . . . . .	48
Abb. 4.2	Ebene Platte - Veränderung des Reibungsbeiwerts $C_f$ in Abhängigkeit von Re	49
Abb. 4.3	Ebene Platte - Reibungsbeiwert (lokal) $C_f$ für verschiedene Reynoldszahlen	50
Abb. 4.4	NACA-Profil - Fernfeld, Rechengebiet mit Abmessungen und Struktur des Netzes . . . . .	51
Abb. 4.5	NACA-Profil - Detailausschnitt des Nahfelds . . . . .	51
Abb. 4.6	Definition des Anstellwinkels $\alpha$ . . . . .	51
Abb. 4.7	NACA-Profil - Veränderung des Reibungsbeiwerts $C_f$ in Abhängigkeit von Re . . . . .	53
Abb. 4.8	NACA-Profil - Reibungsbeiwert, Profilanstellung $0^\circ$ . . . . .	54
Abb. 4.9	NACA-Profil - Reibungsbeiwert, Profilanstellung $3^\circ$ . . . . .	54
Abb. 4.10	NACA-Profil - Turbulenzgrad, Anstellwinkel $0^\circ$ . . . . .	55
Abb. 4.11	NACA-Profil - Turbulenzgrad, Anstellwinkel $3^\circ$ . . . . .	55
Abb. 4.12	NACA-Profil - Auftriebsbeiwert . . . . .	57
Abb. 4.13	NACA-Profil - Polardiagramm Widerstandsbeiwert/Auftriebsbeiwert . . .	58
Abb. 4.14	NACA-Profil - Druckbeiwert für $0^\circ$ und $3^\circ$ Anstellwinkel . . . . .	59
Abb. 4.15	NACA-Profil - Druckbeiwert (Differenz) für $0^\circ$ und $3^\circ$ Anstellwinkel . . .	60
Abb. 4.16	NACA-Flügel - Rechengebiet inklusive Abmessungen und Randbedingungen	61
Abb. 4.17	NACA-Flügel - Nahbereich des Flügels inklusive Vernetzungsstrategie . .	61
Abb. 4.18	NACA-Flügel - Druckbeiwert, Modellgröße . . . . .	63
Abb. 4.19	NACA-Flügel - Druckbeiwert aller Geometrie Größen, Detailausschnitt der Saugseite . . . . .	63
Abb. 4.20	NACA-Flügel - Druckbeiwert von Modell und Großausführung bei $z/R = 0,3$	64
Abb. 4.21	NACA-Flügel - Druckbeiwert von Modell und Großausführung bei $z/R = 0,9$	64
Abb. 4.22	NACA-Flügel - Reibungsbeiwert von Modell und Großausführung für $z/R = 0,5$ . . . . .	65
Abb. 4.23	NACA-Flügel - Reibungsbeiwert von Modell und Großausführung für $z/R = 0,9$ . . . . .	66

Abb. 4.24	NACA-Flügel - Gleitwinkel in Abhängigkeit von der Flügelgröße (Reynoldszahl) . . . . .	66
Abb. 5.1	Verrundung der Flügelspitze in der Flügelmitte . . . . .	70
Abb. 5.2	Anschluss der Ein- und Austrittskante an das Spitzenprofil . . . . .	70
Abb. 5.3	Stützkurven im Bereich der Ein- und Austrittskante an der Spitze . . . . .	70
Abb. 5.4	Flächenbeschreibung der Flügelspitze . . . . .	70
Abb. 5.5	Schematische Darstellung des Rechengebiets (Draufsicht) . . . . .	71
Abb. 5.6	Schematische Darstellung des Rechengebiets (Seitenansicht) . . . . .	72
Abb. 5.7	Rechengebiet der numerischen Propelleruntersuchung . . . . .	72
Abb. 5.8	Teilgebiet des Rotors . . . . .	72
Abb. 5.9	P019 - Oberflächennetz der Nabe . . . . .	74
Abb. 5.10	P019 - Oberflächennetz des Propellers - feines Netz . . . . .	75
Abb. 5.11	P019 - Schnitt durch das Netz - Gitterebene . . . . .	75
Abb. 5.12	P019 - Oberflächennetz des Propellers - mittlere Auflösung . . . . .	76
Abb. 5.13	P019 - Oberflächennetz des Propellers - grobe Auflösung . . . . .	76
Abb. 5.14	P019 - Saugseite, $J = 0,66$ , Druckbeiwert bei $r/R = 0,3$ . . . . .	78
Abb. 5.15	P019 - Druckseite, $J = 0,66$ , Druckbeiwert bei $r/R = 0,3$ . . . . .	78
Abb. 5.16	P019 - Saugseite, $J = 0,66$ , Reibungsbeiwert bei $r/R = 0,3$ . . . . .	79
Abb. 5.17	P019 - Druckseite, $J = 0,66$ , Reibungsbeiwert bei $r/R = 0,3$ . . . . .	79
Abb. 5.18	P019 - Saugseite, Reibungsbeiwert (mittleres Gitter) . . . . .	80
Abb. 5.19	P019 - Druckseite, Reibungsbeiwert (mittleres Gitter) . . . . .	80
Abb. 5.20	P019 - Saugseite, Reibungsbeiwert (grobes Gitter) . . . . .	80
Abb. 5.21	P019 - Druckseite, Reibungsbeiwert (grobes Gitter) . . . . .	80
Abb. 5.22	P019 - Schubbeiwert, Druck- und Reibungsanteil . . . . .	84
Abb. 5.23	P019 - Drehmomentenbeiwert, Druck- und Reibungsanteil . . . . .	84
Abb. 5.24	P019 - Schub- und Drehmomentenbeiwerte sowie Messwerte . . . . .	86
Abb. 5.25	P019 - Saugseite, Farbanstrichversuch . . . . .	88
Abb. 5.26	P019 - Druckseite, Farbanstrichversuch . . . . .	88
Abb. 5.27	P019 - Saugseite Flügel 2, Farbanstrichversuch . . . . .	89
Abb. 5.28	P019 - Saugseite, Reibungsbeiwert überlagert mit Stromlinien . . . . .	89
Abb. 5.29	P019 - Druckseite Flügel 2, Farbanstrichversuch . . . . .	89
Abb. 5.30	P019 - Druckseite, Reibungsbeiwert überlagert mit Stromlinien . . . . .	89
Abb. 5.31	P019 - Saugseite der Großausführung, Druckbeiwert . . . . .	93
Abb. 5.32	P019 - Druckseite der Großausführung, Druckbeiwert . . . . .	93
Abb. 5.33	P019 - Saugseite, Differenzen des Druckbeiwerts zwischen FSCalc und MSCalc ( $\Delta C_P$ ) . . . . .	93
Abb. 5.34	P019 - Druckseite, Differenzen des Druckbeiwerts zwischen FSCalc und MSCalc ( $\Delta C_P$ ) . . . . .	93

Abb. 5.35	P019 - Druckbeiwert am Radienschnitt $r/R = 0,7$ für FSCalc, MSCalc und Differenzen . . . . .	94
Abb. 5.36	P019 - Saugseite der Großausführung, Reibungsbeiwert . . . . .	95
Abb. 5.37	P019 - Druckseite der Großausführung, Reibungsbeiwert . . . . .	95
Abb. 5.38	P019 - Saugseite des Modells, Reibungsbeiwert . . . . .	95
Abb. 5.39	P019 - Druckseite des Modells, Reibungsbeiwert . . . . .	95
Abb. 5.40	P019 - Saugseite, Differenzen des Reibungsbeiwerts zwischen FSCalc und MSCalc ( $\Delta C_f$ ) . . . . .	96
Abb. 5.41	P019 - Druckseite, Differenzen des Reibungsbeiwerts zwischen FSCalc und MSCalc ( $\Delta C_f$ ) . . . . .	96
Abb. 5.42	P019 - Saugseite, Reibungsbeiwert am Radienschnitt $r/R = 0,7$ für FSCalc, MSCalc und Differenzen . . . . .	97
Abb. 5.43	P019 - Druckseite, Reibungsbeiwert am Radienschnitt $r/R = 0,7$ für FSCalc, MSCalc und Differenzen . . . . .	97
Abb. 5.44	P019 - Schub- und Drehmomentenbeiwert sowie Wirkungsgrad . . . . .	98
Abb. 5.45	P019 - Druck- und Reibungsanteil des Schubbeiwerts . . . . .	99
Abb. 5.46	P019 - Druck- und Reibungsanteil des Drehmomentenbeiwerts . . . . .	99
Abb. 5.47	Variation des Skewwinkels . . . . .	101
Abb. 5.48	Variation des Flächenverhältnisses . . . . .	101
Abb. 5.49	Variation des Steigungsverhältnisses . . . . .	101
Abb. 5.50	Geometrievariation - Differenzen des resultierenden Kraftbeiwerts (FSCalc-MSCalc) . . . . .	103
Abb. 5.51	Geometrievariation - Differenzen (FSCalc-MSCalc) der Wirkrichtung der resultierenden Kräfte . . . . .	103
Abb. 6.1	Kräfte und Wirkrichtung an einem Profilschnitt für den Modellpropeller und die Großausführung . . . . .	106
Abb. 6.2	Radiale Verteilung der Differenz (FSCalc-MSCalc) der resultierenden Kraftbeiwerte für den Fall der Entwurfsfortschrittsziffer $J^*$ . . . . .	108
Abb. 6.3	Radiale Verteilung der Differenz (FSCalc-MSCalc) der Wirkrichtung der resultierenden Kraftbeiwerte für den Fall der Entwurfsfortschrittsziffer $J^*$ . . . . .	108
Abb. 6.4	Radiale Anteile der Schub- und Drehmomentenbeiwerte . . . . .	110
Abb. 6.5	Änderung des $K_T$ Werts im Vergleich zum Modell, Vergleich der Schubzunahme aufgrund des Umrechnungsverfahrens sowie der numerischen Simulation (FSCalc) . . . . .	111
Abb. 6.6	Änderung des $K_Q$ Werts im Vergleich zum Modell, Vergleich der Drehmomentenänderung aufgrund des Umrechnungsverfahrens sowie der numerischen Simulation (FSCalc) . . . . .	111

Abb. 6.7	Freifahrtdiagramm Propeller P019, Modellwerte, Großausführung nach ITTC, MEYNE und dem vorgestellten Verfahren . . . . .	113
----------	---	-----

## Tabellenverzeichnis

Tab. 2.1	Parameter der von FUNENO in [13] untersuchten Propeller . . . . .	17
Tab. 2.2	Parameter der von MÜLLER und ABDEL-MAKSOUD in [29] und [30] untersuchten Propeller . . . . .	18
Tab. 2.3	Parameter der von KRASILNIKOV et al. untersuchten Skew-Propeller [18]	20
Tab. 2.4	Geometrische Eigenschaften der von LI et al. untersuchten Propeller . . .	21
Tab. 2.5	Randbedingungen der numerischen Untersuchung von LI et al. . . . .	22
Tab. 3.1	Modellkonstanten des $k - \varepsilon$ Modells . . . . .	34
Tab. 3.2	Modellkonstanten des $k - \omega$ Modells . . . . .	35
Tab. 3.3	Modellkonstanten des SST Turbulenzmodells . . . . .	37
Tab. 3.4	Modellkonstanten des Transitionsmodells . . . . .	40
Tab. 4.1	NACA-Profil - Position des Transitionsbereichs . . . . .	56
Tab. 5.1	Geometrische Kenngrößen der untersuchten Propeller . . . . .	69
Tab. 5.2	Ergebnisse der Gittervariation (Großausführung) . . . . .	76
Tab. 5.3	Ergebnisse der Gittervariation (Modell) . . . . .	77
Tab. 5.4	Daten der untersuchten Modellpropeller . . . . .	81
Tab. 5.5	Großausführungsdaten der untersuchten Propeller . . . . .	91
Tab. 5.6	Geometrievariation - $A_E/A_0$ , $\theta_s$ und $P/D$ . . . . .	101

## Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung	Einheit
$A$	Fläche	$[m^2]$
$A_0$	Propellerkreisfläche	$[m^2]$
$A_E$	gestreckte Propellerflügelfläche	$[m^2]$
$A_E/A_0$	Flächenverhältnis	$[-]$
$B$	Breite	$[m]$
$\vec{b}$	Kraftvektor pro Masseneinheit	$[-]$
$C_D$	Widerstandsbeiwert	$[-]$
$C_f$	Reibungsbeiwert, normierte Wandschubspannung	$[-]$
$C_{F,ij}$	Reibungsbeiwert des Streifens	$[-]$
$C_L$	Auftriebsbeiwert	$[-]$
$C_P$	Druckbeiwert, normierter Druck	$[-]$
$C_{Th}$	Schubbelastungsgrad	$[-]$
$c$	Sehnenlänge	$[m]$
$c_{ij}$	Sehnenlänge des Streifens	$[m]$
$D$	Profilwiderstand	$[N]$
$D$	Durchmesser des Propellers	$[m]$
$d_h$	Nabendurchmesser	$[m]$
$d_h/D$	Nabenverhältnis	$[-]$
$E_\gamma$	Senkenterm der Intermittenz	$[-]$
$F_{F,ij}$	Reibungskraft des Streifens	$[N]$
$F_{F,t,ij}$	tangentiale Reibungskraft des Streifens	$[N]$
$F_{F,x,ij}$	axiale Reibungskraft des Streifens	$[N]$
$F_{length}$	Länge des Transitionsbereichs	$[-]$
$F_{Res}$	resultierende Kraft, Betrag der Kraft	$[N]$
$F_t$	Kraftanteil in tangentialer Richtung	$[N]$
$F_x$	Kraftanteil in axialer Richtung	$[N]$
$J$	Fortschrittsziffer	$[-]$
$J^-$	untere Begrenzung des Betriebsbereichs	$[-]$
$J^*$	Betriebspunkt	$[-]$
$J^+$	obere Begrenzung des Betriebsbereichs	$[-]$
$K_T$	Schubbeiwert des Propellers	$[-]$
$K_Q$	Momentenbeiwert des Propellers	$[-]$
$k$	turbulente kinetische Energie	$[m^2/s^2]$
$k_p$	Oberflächenrauheit	$[m]$
$L$	Profilauftrieb	$[N]$

$L$	Länge	[m]
$L_T$	turbulentes Längenmaß	[-]
$n$	Drehrate	[1/s]
$\vec{n}$	Normalenvektor	[-]
$P$	Druck	[N/m <sup>2</sup> ]
$P$	Propellersteigung	[m]
$P_{ij}$	Steigung des Streifens	[-]
$P_k$	Produktion der turbulenten kinetischen Energie	[-]
$P_\gamma$	Quellterm der Intermittenz	[-]
$Pe$	Zellpecletzahl	[-]
$P/D$	Steigungsverhältnis	[-]
$Q$	Propellerdrehmoment	[Nm]
$R$	Spannweite des Flügels	[m]
$R$	Propellerradius	[m]
$Re$	Reynoldszahl	[-]
$Re_{\theta t}$	Impulsverlustdicken-Reynoldszahl (Strömungsumschlag)	[-]
$Re_{ij}$	lokale Reynoldszahl des Streifens	[-]
$r$	Radius eines Radienschnitts	[m]
$r/R$	relativer Radius	[-]
$r_{ij}$	Radius des Streifens	[m]
$S$	Randfläche des Kontrollvolumens	[m <sup>2</sup> ]
$S_{ij}$	Oberfläche des Streifens	[m <sup>2</sup> ]
$S_{ij}$	Tensor der Deformationsrate	[-]
$T$	Propellerschub	[N]
$T$	viskoser Spannungstensor	[-]
$Tu$	Turbulenzgrad	[-]
$t$	Profildicke	[mm]
$t$	Zeit	[s]
$u_i$	induzierte Geschwindigkeit	[m/s]
$u_R$	resultierende induzierte Geschwindigkeit	[m/s]
$u_t$	induzierte Geschwindigkeit (tangentele Komponente)	[m/s]
$u_x$	induzierte Geschwindigkeit (axiale Komponente)	[m/s]
$V$	Volumen, Kontrollvolumen	[m <sup>3</sup> ]
$v$	Geschwindigkeit	[m/s]
$v_A$	Anströmgeschwindigkeit	[m/s]
$v_R$	resultierende Anströmgeschwindigkeit	[m/s]
$v_{Res,ij}$	resultierende Anströmgeschwindigkeit des Streifens	[m/s]
$v_\infty$	ungestörte Anströmgeschwindigkeit	[m/s]

$\vec{v}$	Geschwindigkeitsvektor	[-]
$x/L$	relative Länge	[-]
$y$	Wandabstand	[m]
$y^+$	dimensionsloser Wandabstand	[-]
$Z$	Flügelzahl	[-]
$z/R$	relative Spannweite	[-]
$\alpha$	Anstellwinkel	[°]
$\alpha$	Wirkrichtung der resultierenden Kräfte	[°]
$\beta$	hydrodynamischer Anstellwinkel	[°]
$\gamma$	Gleitwinkel	[°]
$\gamma$	Intermittenzfunktion	[-]
$\Delta$	Differenz	[-]
$\Delta nF$	Differenz der normierten resultierenden Kräfte	[-]
$\Delta r_{ij}$	Breite des Streifens	[m]
$\Delta \alpha$	Differenz der Wirkrichtung der resultierenden Kräfte	[°]
$\delta_1$	Verdrängungsdicke	[m]
$\delta_{ij}$	Kroneckerdelta	[-]
$\varepsilon$	Dissipation der turbulenten kinetischen Energie	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]
$\varepsilon$	Gleitzahl	[-]
$\eta$	Wirkungsgrad des Propellers	[-]
$\theta$	Impulsverlustdicke	[m]
$\theta_S$	Skewwinkel	[°]
$\kappa$	Goldsteinfaktor	[-]
$\Lambda$	Fortschrittsgrad	[-]
$\lambda$	Maßstabszahl, Maßstabsfaktor	[-]
$\lambda_\theta$	Thwaites Druckgradient Koeffizient	[-]
$\mu$	dynamische Viskosität	[kg/ms]
$\mu_t$	turbulente Viskosität (Wirbelviskosität)	[kg/ms]
$\nu$	kinematische Viskosität	[m <sup>2</sup> /s]
$\nu_t$	turbulente kinematische Viskosität	[m <sup>2</sup> /s]
$\rho$	Dichte	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\tau_w$	Wandschubspannung	[N/m <sup>2</sup> ]
$\Phi_{ij}$	Steigungswinkel des Streifens	[°]
$\phi$	Variable	[-]
$\phi/\Phi$	relative Sehnenlänge des Propellers (Polarkoordinaten)	[-]
$\omega$	spezifische Dissipationsrate	[1/s]
$\omega$	Rotationsgeschwindigkeit	[rad/s]



<b>Indizes</b>	<b>Beschreibung</b>
$MSCalc$	numerische Modellmaßstabsberechnung
$FSCalc$	numerische Großausführungsberechnung
$MS$	Modellmaßstab
$FS$	Großausführungsmaßstab
$SS$	Saugseite
$DS$	Druckseite
$x, y, z$	Koordinatenrichtungen
$i$	ideell
$i, j, ij$	Zählvariable
$t$	tangential
$F$	Reibungsanteil
$P$	Druckanteil
$0,7$	Radienschnitt $r/R = 0,7$
$-$	Mittelwert
$'$	Schwankung

# 1 Einleitung

Die Entwicklung von neuen Schiffen ist im Gegensatz z. B. zum Automobilbau geprägt durch spezielle Lösungen für die von den Schifffahrtsunternehmen vorgegebenen Anforderungen; Prototypen sind infolge der geringen Stückzahlen eher selten. Die Auslegung des Propulsionssystems spielt beim Entwurf eines Schiffs eine große Rolle. Aus einer Optimierung des Schiffskörpers sowie des Propellers resultiert nicht nur ein hoher Wirkungsgrad sowie eine Verringerung der Betriebskosten, sondern diese führt auch zu einer Reduzierung des Kraftstoffverbrauchs und damit zur Entlastung der Umwelt und zu einem wirtschaftlicheren Betrieb der Schiffe.

Die abschließende Begutachtung des Systems Schiff wird bisher überwiegend mittels Versuchen mit Modellen des Schiffs sowie der Propulsionskomponenten durchgeführt. Auf der Grundlage der gewonnenen Ergebnisse wird eine Prognose für die Großausführung erstellt, die als Basis für den Nachweis der Leistungsprognose dient.

Bei der Durchführung der Modellversuche und Übertragung der Ergebnisse auf die Großausführung sind physikalische Ähnlichkeitsgesetze zu berücksichtigen, die sich aus den Grundgesetzen der Mechanik ableiten. Bei Widerstands- und Propulsionsversuchen sind vor allem die Gesetze nach Froude und Reynolds ausschlaggebend [8]. Beim Ähnlichkeitsgesetz nach Froude wird das Verhältnis zwischen Trägheits- und Schwerkraften eingehalten; das Gesetz nach Reynolds berücksichtigt dagegen das Verhältnis zwischen Trägheits- und Zähigkeitskräften. Im Schleppversuchswesen müssten zur Darstellung modellähnlicher Strömungsverhältnisse beide Ähnlichkeitsgesetze zugleich Anwendung finden. Die Voraussetzungen sind hierfür jedoch nicht gegeben, das Reynoldsgesetz kann aus technischen Gründen nicht berücksichtigt werden. Bei der allgemein üblichen Froudschen Methode werden die zähigkeitsbedingten Wirkungen, die sich infolge von Reibung und Ablösung im Modellmaßstab stärker auswirken als bei der Großausführung, mittels empirischer Korrekturen einbezogen.

Aufgrund der Zunahme der Schiffsgößen sowie der Geschwindigkeiten in den letzten Jahren vergrößert sich der Durchmesser des eingesetzten Propellers. Da die Abmessungen der Versuchsanlagen in den Schiffbauversuchsanstalten nicht für solche Schiffsgößen ausgelegt sind, erhöht sich der zu verwendende geometrische Maßstabsfaktor. Mit der Zunahme des Maßstabsfaktors wächst die Bedeutung des Umrechnungsverfahrens der Modellmessergebnisse auf die Großausführung. Dies gilt besonders, weil die verwendeten Umrechnungsverfahren in einem Maßstabsbereich Anwendung finden, in dem bisher nur unzureichende Erfahrungen vorhanden sind. Schlussendlich kann hieraus ein gewisses finanzielles Risiko für den Propellerhersteller und die Bauwerft entstehen, wenn die festgelegten Betriebspunkte bei der Großausführung aufgrund von Maßstabseffekten nicht erreicht werden.

Für die Bestimmung der Schub- und Drehmomentenverläufe des Propellers werden sog. Propellerfreifahrtversuche durchgeführt. Hierbei wird entsprechend der in Abb. 1.1 gegebenen Anordnung der Propeller freifahrend in homogener Anströmung untersucht. Der Versuchsablauf zur Durchführung solcher Versuche wurde in den Schiffbauversuchsanstalten weitgehend optimiert, wodurch Kosten und Zeitaufwand für die Untersuchung der Propulsionseigenschaften minimiert werden konnten. Auch die Fortschritte auf dem Gebiet der Messtechnik haben dazu beigetragen, dass die Genauigkeit der Messungen und die Zuverlässigkeit der Messsysteme ein hohes Maß erreicht haben. Demgegenüber wurde der Umrechnung der Messergebnisse auf die Großausführung nicht die gleiche Aufmerksamkeit gewidmet. Derzeit erfolgt die Umrechnung von Schub- und Drehmomentenbeiwerten in den Schiffbauversuchsanstalten entweder anhand des von der INTERNATIONAL TOWING TANK CONFERENCE (ITTC) [38] empfohlenen Verfahrens oder des Verfahrens von MEYNE [27].

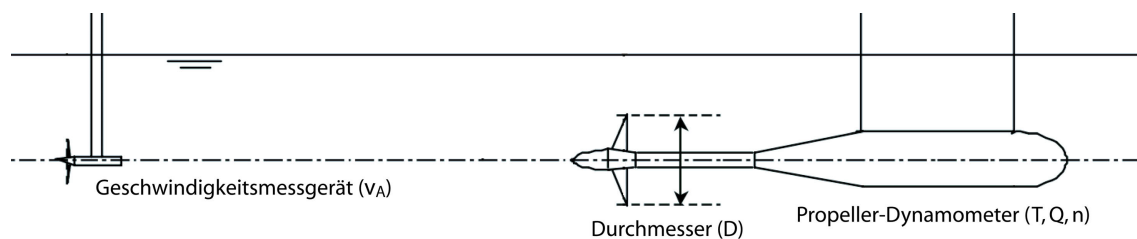


Abb. 1.1: Anordnung eines Propellerfreifahrtversuchs

Mit dem Fortschritt der numerischen Methoden für Strömungsmechanik (Computational Fluid Dynamics, CFD) und Anwendung der modernen Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) Verfahren eröffnet sich die Möglichkeit, die Strömungsverhältnisse des gesamten Propulsionssystems für jede Größe (Modell oder Großausführung) direkt zu berechnen. Daher stellen die Rechenverfahren der viskosen Strömung eine gute Basis für die Untersuchung der Strömungseigenschaften an Propellern im Modell- und Großausführungsmaßstab dar. Sie eröffnen neue Perspektiven und Möglichkeiten zur Gewinnung umfangreicher Detailinformationen der Propellerumströmung, so z. B. den Verlauf der Wandschubspannung am Propellerflügel. Diese Information ist für eine möglichst genaue Vorhersage der Propulsionseigenschaften von großer Bedeutung. Sie sind nicht mit auf der Potentialtheorie basierenden Verfahren zu gewinnen und experimentell teilweise nur mit erheblichem Aufwand zu erhalten.

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines Verfahrens zur genaueren Ermittlung des Einflusses der Maßstabeffekte auf die hydrodynamischen Eigenschaften von Propellern mittels numerischer Berechnungen der viskosen Strömung. Diese Berechnungen liefern eine Vielzahl an Informationen, woraus sich die Überlegung ableitet, nicht ausschließlich die integralen Größen Schub- ( $K_T$ ) und Drehmomentenbeiwert ( $K_Q$ ) zu betrachten, sondern die einzelnen Kräfte (axial und tangential) bzw. deren Anteile (Druck und Reibung) im Modellmaßstab sowie in der Großausführung genauer zu untersuchen, um aus den gewonnen Ergebnissen ein

neues Umrechnungsverfahren für Messergebnisse aus dem Propellerfreifahrtversuch auf die Großausführung abzuleiten.

Für eine erfolgreiche Entwicklung eines soliden Verfahrens zur Berücksichtigung der Maßstabeffekte an Schiffspropellern ist die Abdeckung einer möglichst großen Anzahl von geometrischen Parametern, wie z. B. Flügelanzahl, Steigung, Flächenverhältnis, Skewwinkel, Durchmesser etc. eine wichtige Voraussetzung. In Zusammenarbeit mit dem Propellerhersteller Mecklenburger Metallguss GmbH (MMG), der Marktführer im Bereich großer Schiffspropeller (Festpropeller) ist und über eine umfangreiche Bandbreite an Propellerentwürfen verfügt, werden die vorhandenen Entwürfe bzgl. der geometrischen Parameter analysiert und repräsentative Propeller, die eine möglichst große Bandbreite der o. g. Parameter abbilden, ausgewählt.

Neben der Auswahl der geeigneten Propellerentwürfe ist die Methodik zur Durchführung der numerischen Simulation von großer Bedeutung. Derzeit ist es Stand der Technik, den numerischen Propellerfreifahrtversuch unter Annahme einer turbulenten Strömung durchzuführen, tatsächlich werden Modellversuche von freifahrenden Propellern in einem Reynoldszahlbereich durchgeführt, in dem der Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung stattfindet.

Des Weiteren unterliegen die verwendeten Umrechnungsverfahren der Propellerfreifahrtversuche auf die Großausführung einigen Einschränkungen, u. a. wird davon ausgegangen, dass die Maßstabeffekte allein auf den Widerstandsbeiwert bzw. den Reibungswiderstandsanteil begrenzt sind. Ein möglicher Einfluss der Reynoldszahl auf die Auftriebskraft wird in der Regel nicht berücksichtigt.

Kapitel 2 gibt einen detaillierten Überblick über die Umrechnungsverfahren von MEYNE [27], der ITTC [38] und von PRAEFKE [32, 31]. Darüberhinaus werden die bisher durchgeführten numerischen Simulationen, für die ein Propeller sowohl im Modellmaßstab als auch in der Großausführung numerisch untersucht wurde, erläutert und die Ergebnisse diskutiert.

Daran schließt Kapitel 3 an, in dem zunächst die grundlegenden Unterschiede der Strömungsarten (laminar, turbulent) sowie der Strömungsumschlag beschrieben werden. Des Weiteren beinhaltet Kapitel 3 die theoretischen Grundlagen des im weiteren Verlauf dieser Arbeit verwendeten RANSE-Lösungsverfahrens ANSYS CFX inklusive Turbulenzmodellierung, Strömungsumschlagmodell sowie Gittergenerierung. Die verwendeten numerischen Lösungsverfahren, die Turbulenzmodellierung und die Diskretisierung des Volumengebiets haben einen Einfluss auf die berechnete Strömung um den Propeller, somit auf die gerechneten Schub- und Drehmomente des Modellpropellers sowie der Großausführung und letztlich auf die daraus bestimmten Maßstabeffekte.

In Kapitel 4 werden einfachheitshalber zunächst „einfach geformte Geometrien“ untersucht. Diese Untersuchungen umfassen eine ebene Platte, ein NACA-Profil 66-009 (2D) und einen

NACA-Flügel 16020 (3D). Die NACA-Profilen sind zweidimensionale Querschnitte von Tragflächenprofilen, die vom National Advisory Committee for Aeronautics (NACA) entwickelt wurden. Neben dem Einfluss der Strömungsart auf den Reibungsbeiwert wird die Abhängigkeit des Strömungsumschlags vom Profilanstellwinkel untersucht. Darüberhinaus werden an dem NACA-Flügel die Unterschiede im Reibungs- und Druckbeiwert, mit und ohne Verwendung des Transitionsmodells, berechnet. Die Untersuchung gibt letztlich einen Ausblick, wie sich das Verhältnis von Widerstands- zu Auftriebsbeiwert zwischen Modell und Großausführung verändert.

Kapitel 5 befasst sich mit der numerischen Untersuchung von Propellern. Zunächst wird eine Übersicht über die in Zusammenarbeit mit MMG für diese Untersuchung gewählten Propellerentwürfe gegeben. Daran schließt die Erstellung der Oberflächenmodelle der Propeller sowie des Rechengebiets an. Ein weiteres Thema ist die Vernetzungsstrategie zur Erstellung der Volumengitter für die numerische Berechnung. Der Hauptteil des Kapitels beschäftigt sich mit der numerischen Untersuchung der ausgewählten Propeller im Modell- sowie Großausführungsmaßstab. Im Modellmaßstab wird der Einfluss des Turbulenzgrads auf die Kräfte und Momente untersucht. Für die Validierung der numerischen Simulation wurden Ergebnisse von Farbanstrichversuchen herangezogen. Abschließend wird gezeigt, welchen Einfluss die Veränderung des Flächenverhältnisses, der Steigung und des Skewwinkels auf die hydrodynamischen Eigenschaften eines Propellers haben.

Die Grundlage für die Entwicklung des Umrechnungsverfahrens (Kapitel 6) bilden die numerischen Simulationen im Modell- sowie Großausführungsmaßstab. Der Vergleich der berechneten Verläufe der Druck und Wandschubspannung bildet die Grundlage für die Entwicklung der Formeln zur Umrechnung der angreifenden Kräfte vom Modell auf die Großausführung. Das Verfahren basiert auf 23 untersuchten Propellerentwürfen und berücksichtigt die wichtigsten geometrischen Propellereigenschaften.

Im letzten Kapitel dieser Arbeit werden die erzielten Ergebnisse abschließend zusammengefasst.

## 2 Stand der Technik

Im Folgenden werden zunächst die Verfahren beschrieben, die derzeit den Stand der Technik in Bezug auf die Umrechnung von Modellmessergebnissen aus der Propellerfreifahrt auf die Großausführung darstellen. Des Weiteren werden die bisher mittels numerischer Berechnungen der viskosen Strömung gewonnenen Erkenntnisse bzgl. Maßstabseffekten an Schiffspropellern erläutert, da diese einen Grundstein für das weitere Vorgehen dieser Arbeit darstellen.

Für die Erstellung der Großausführungsprognose werden zumeist experimentell bestimmte Schub- und Drehmomentenverläufe des Propellers verwendet. Dies setzt voraus, dass die Messdaten vom Modell auf die Großausführung möglichst genau umgerechnet werden. Die Fortschritte auf dem Gebiet der Messtechnik haben dazu beigetragen, dass die Genauigkeit der Messdaten und die Zuverlässigkeit der Messsysteme ein hohes Maß erreicht haben. Demgegenüber wurde der Umrechnung der Messergebnisse auf die Großausführung nicht die gleiche Aufmerksamkeit gewidmet.

### 2.1 Empirische Umrechnungsverfahren

Derzeit erfolgt die Umrechnung von Schub- und Drehmomentenbeiwerten in den Schiffbauversuchsanstalten entweder anhand des von der ITTC empfohlenen Verfahrens [38] oder des Verfahrens von MEYNE [27]. Des Weiteren ist ein Verfahren von PRAEFKE [32, 31] bekannt, das in der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt GmbH (HSVA) für unkonventionelle Propeller entwickelt wurde.

Die Korrekturen erfolgen in allen Verfahren mittels empirischer Formeln und basieren im wesentlichen allein auf der Betrachtung des Reibungswiderstands. Zusätzlich wird der Maßstabseffekt bei den Verfahren von MEYNE und der ITTC nur auf ein repräsentatives Profil angewendet.

#### 2.1.1 Verfahren von MEYNE

Das von MEYNE entwickelte Umrechnungsverfahren basiert auf der Methode des äquivalenten Profils von LERBS [21]. Diese setzt voraus, dass der untersuchte Propeller als mäßig belasteter Optimalpropeller anzusehen ist, d. h., er verfügt über eine elliptische Zirkulationsverteilung. Nach LERBS ist die Gleitzahl  $\left(\varepsilon = \frac{C_D}{C_L}\right)$  am Flügelprofil beim relativen Propellerradius  $r/R = 0,7$  ( $r$  = Radius eines Radienschnitts,  $R$  = Propellerradius) repräsentativ und hinreichend genau für das Verhalten des gesamten Propellers in zähen Flüssigkeiten. Daher wird das Verfahren auf dieses repräsentative Profil beschränkt.

Des Weiteren unterliegt das Verfahren der Annahme, dass der Auftriebsbeiwert nur von der Form des Profils und der Anströmrichtung, nicht aber von der Reynoldszahl abhängt. Somit sind die Auftriebsbeiwerte für Modell und Großausführung gleich. Der Widerstandsbeiwert wird hingegen als abhängig von der Reynoldszahl angenommen.

Die nachfolgend beschriebene Umrechnungsprozedur für die hydrodynamischen Kennwerte des Modellpropellers ( $K_T$ ,  $K_Q$ ,  $\eta$ ) auf die Großausführung kann für alle Fortschrittsziffern ( $J = \frac{v_A}{n \cdot D}$ ) bzw. -grade ( $\Lambda = \frac{J}{\pi}$ ), bei denen der Schubbelastungsgrad  $C_{Th} \leq 4,5$  ist, durchgeführt werden. Der Schubbelastungsgrad ist in Formel 2.1 beschrieben. Das Symbol  $v_A$  steht für die Anströmgeschwindigkeit,  $n$  für die Propellerdrehzahl,  $D$  für den Propellerdurchmesser,  $T$  für den Propellerschub und  $A_0$  für die Propellerkreisfläche.

$$C_{Th} = \frac{T}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_A^2 \cdot A_0} \quad (2.1)$$

Für die Umrechnung der aus dem Freifahrttdiagramm für eine bestimmte Fortschrittsziffer ( $J$ ) vorliegenden Modellgrößen Schub- ( $K_T = \frac{T}{\rho \cdot n^2 \cdot D^4}$ ) und Drehmomentenbeiwert ( $K_Q = \frac{Q}{\rho \cdot n^2 \cdot D^5}$ ) sowie Wirkungsgrad ( $\eta = \frac{J}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{K_T}{K_Q}$ ) auf die Großausführung wird der Widerstandsbeiwert ( $C_D$ ) benötigt. Dieser wird nach Formel 2.9 mittels der Gleitzahl ( $\epsilon$ ) und des Auftriebsbeiwerts ( $C_L$ ) bestimmt. Für die Ermittlung der Gleitzahl ist eine iterative Berechnung notwendig, bei der auf zwei Wegen der ideale Propellerwirkungsgrad ( $\eta_i$ ) bestimmt wird. Die anhand von Formel 2.2 und 2.5 getrennt bestimmten ideellen Wirkungsgrade ( $\eta_i$ ) werden verglichen und die Iteration gegebenenfalls fortgesetzt, bis das vorgegebene Abbruchkriterium, die Differenz dieser beiden Wirkungsgrade ( $\eta_i$ ) z. B.  $\leq \pm 0,001$ , erfüllt wird. Für die Berechnungsprozedur werden entsprechend der Methode des äquivalenten Profils die Beziehungen des freifahrenden Propellers mit geringstem Energieverlust verwendet. Im ersten Schritt wird ein ideeller Fortschrittsgrad ( $\Lambda_i$ ) angenommen (z. B.  $\Lambda_i = \Lambda$ ) und der ideale Wirkungsgrad bestimmt (2.2).

$$\eta_i = \frac{\Lambda}{\Lambda_i} \quad (2.2)$$

Unter Verwendung des Fortschrittsgrads ( $\Lambda_i$ ) und des Wirkungsgrads ( $\eta_i$ ) für reibungsfreie Flüssigkeiten sowie der Informationen aus dem Freifahrttdiagramm des Modellpropellers ( $\Lambda$  und  $\eta$ ) kann die Gleitzahl ( $\epsilon$ ) berechnet werden (siehe Formel 2.3). Der Index 0,7 bezieht sich auf den Radienschnitt  $r/R = 0,7$ .

$$\epsilon_{0,7} = \frac{1 - \frac{\eta}{\eta_i}}{\frac{2}{3} \cdot \frac{\eta}{\Lambda} + 2 \cdot \Lambda_i} \quad (2.3)$$

Mittels der zuvor bestimmten Gleitzahl und des ideellen Fortschrittsgrads kann der Schubbelastungsgrad ( $C_{Th,i}$ ) in reibungsfreier Flüssigkeit bestimmt werden. Hierfür wird Formel 2.4 verwendet.

$$C_{Th,i} = \frac{C_{Th}}{1 - 2 \cdot \varepsilon_{0,7} \cdot \Lambda_i} \quad (2.4)$$

Anhand der Kramer-Diagramme (hier für das Nabenverhältnis  $\frac{d_h}{D} = 0,2$ ) sowie Flügelzahl ( $Z$ ), Fortschrittsgrad ( $\Lambda$ ) und ideellem Schubbelastungsgrad ( $C_{Th,i}$ ) kann wiederum der ideale Wirkungsgrad bestimmt werden.

$$\eta_i = f\left(Z; \Lambda; C_{Th,i}; \frac{d_h}{D} = 0,2\right) \quad (2.5)$$

Nach Abbruch der zuvor beschriebenen iterativen Berechnung der Gleitzahl ist die Berechnung des hydrodynamischen Anstellwinkels ( $\beta$ ) bzw. des ideellen hydrodynamischen Anstellwinkels ( $\beta_i$ ) (Definition siehe Kapitel 6 Abb. 6.1) sowie des Auftriebs- und Widerstandsbeiwerts des Modellpropellers möglich (Formel 2.6 bis 2.9). Hierbei steht  $c$  für die Sehnenlänge,  $D$  für den Propellerdurchmesser und  $\kappa$  für den Goldsteinfaktor. Dieser setzt das Potentialfeld eines Propellers mit unendlich vielen Flügeln in Relation zu einem Propeller mit endlicher Flügelzahl [17].

$$\beta_{0,7} = \arctan\left(\frac{\Lambda}{0,7}\right) \quad (2.6)$$

$$\beta_{i,0,7} = \arctan\left(\frac{\Lambda_i}{0,7}\right) \quad (2.7)$$

$$C_{L,0,7} = 4 \cdot \frac{\pi}{Z} \cdot \left(\frac{D}{c}\right)_{0,7} \cdot 0,7 \cdot \kappa_{0,7} \cdot \sin(\beta_{i,0,7}) \cdot \tan(\beta_{i,0,7} - \beta_{0,7}) \quad (2.8)$$

$$C_{D,0,7} = \varepsilon_{0,7} \cdot C_{L,0,7} \quad (2.9)$$

Der Widerstandsbeiwert kann für jeden Fortschrittsgrad in einen Druckwiderstandsanteil ( $C_{DP}$ ), der beim jeweiligen Fortschrittsgrad für Modell und Großausführung gleich ist, und einen Reibungswiderstandsanteil ( $C_{Dmin}$ ) aufgeteilt werden.

$$C_{D,0,7} = C_{Dmin} + C_{DP} \quad (2.10)$$

Die Auftragung der Widerstandsbeiwerte ( $C_{D,0,7}$  - Ordinate) über den Fortschrittsgrad ( $\Lambda$  - Abszisse) liefert eine nach oben geöffnete Parabel, an deren Scheitelpunkt sich der Reibungswiderstandsanteil ( $C_{Dmin}$ ) ergibt. Dieser ist zumeist im Bereich des Entwurfsfortschrittsgrads



zu finden, bei dem üblicherweise eine stoßfreie Anströmung vorliegt. Für den jeweiligen Fortschrittsgrad kann nunmehr der Druckwiderstandsanteil wie folgt bestimmt werden.

$$C_{DP} = C_{D;0,7} - C_{Dmin} \quad (2.11)$$

Basierend auf Untersuchungen an Profilen kann der für den Freifahrtversuch charakteristische Reibungsbeiwert berechnet werden. In Formel 2.12 steht  $t$  für die maximale Dicke des Profils am Radienschnitt  $r/R = 0,7$ .

$$2 \cdot C_{f(Platte)} = \frac{C_{Dmin}}{\left[1 + 2 \cdot \left(\frac{t}{c}\right)_{0,7} + 60 \cdot \left(\frac{t}{c}\right)_{0,7}^4\right]} \quad (2.12)$$

Dieser für den Modellpropeller mittels Formel 2.12 ermittelte Reibungsbeiwert muss bei der Umrechnung auf die Großausführung durch einen entsprechenden Wert für die Großausführung ersetzt werden. In dem Verfahren von MEYNE wird davon ausgegangen, dass ab einer Reynoldszahl  $Re \geq 1 \cdot 10^7$  keine merkliche Veränderung des Reibungsbeiwerts mehr eintritt. Daher wurde für die Großausführung ein Reibungsbeiwert von  $C_{f;FS} = 2 \cdot C_{f(Platte)} = 0,006$  festgelegt. Aufgrund dieser Annahme kann zunächst der Widerstandsbeiwert (Formel 2.13) und nachfolgend die Gleitzahl für die Großausführung (Formel 2.14) ermittelt werden. Der Index  $FS$  steht für Großausführung (Full Scale).

$$C_{D;0,7;FS} = 2 \cdot C_{f;FS} \cdot \left[1 + 2 \cdot \left(\frac{t}{c}\right)_{0,7} + 60 \cdot \left(\frac{t}{c}\right)_{0,7}^4\right] + C_{DP} \quad (2.13)$$

$$\varepsilon_{0,7;FS} = \frac{C_{D;0,7;FS}}{C_{L;0,7}} \quad (2.14)$$

Schlussendlich können anhand der Formeln 2.15 bis 2.17 der Schub- und Drehmomentenbeiwert sowie der Propellerwirkungsgrad der Großausführung in Verbindung mit den Ergebnissen des Modellversuchs (Index  $MS$  - Model Scale) und der Gleitzahl des Modellpropellers für jeden Fortschrittsgrad bestimmt werden.

$$K_{T;FS} = K_{T;MS} \cdot \frac{1 - 2 \cdot \varepsilon_{0,7;FS} \cdot \Lambda_i}{1 - 2 \cdot \varepsilon_{0,7;MS} \cdot \Lambda_i} \quad (2.15)$$

$$K_{Q;FS} = K_{Q;MS} \cdot \frac{1 + \frac{2}{3} \cdot \frac{\varepsilon_{0,7;FS}}{\Lambda_i}}{1 + \frac{2}{3} \cdot \frac{\varepsilon_{0,7;MS}}{\Lambda_i}} \quad (2.16)$$

$$\eta_{FS} = \frac{J}{2\pi} \cdot \frac{K_{T;FS}}{K_{Q;FS}} \quad (2.17)$$

### 2.1.2 ITTC - Methode

Die ITTC einigte sich 1978 auf ein Verfahren [38], das vor allem auch wegen seiner einfachen Handhabung breite Anwendung gefunden hat. Es setzt ebenso wie das o. g. Verfahren voraus, dass der Auftriebsbeiwert, obwohl es Anzeichen für einen Reynoldszahleinfluss gibt, unabhängig von der Reynoldszahl ist und dass der Reynoldszahleinfluss eines Profils (meist  $r/R = 0,75$ ) repräsentativ für den Gesamtpropeller ist. Für dieses repräsentative Profil werden die Profilwiderstandsbeiwerte für den Modellpropeller ( $C_{D;MS}$ ) und die Großausführung ( $C_{D;FS}$ ) unter Verwendung von geometrischen Eigenschaften des Propellers sowie der lokalen Reynoldszahl ( $Re = \frac{v \cdot c}{\nu}$ ) am Radienschnitt  $r/R = 0,75$  anhand der folgenden Formeln berechnet.

$$C_{D;MS} = 2 \cdot \left(1 + 2 \cdot \frac{t}{c}\right) \cdot \left(\frac{0,044}{Re_{MS}^{1/6}} - \frac{5}{Re_{MS}^{2/3}}\right) \quad (2.18)$$

$$C_{D;FS} = 2 \cdot \left(1 + 2 \cdot \frac{t}{c}\right) \cdot \left[1,89 + 1,62 \cdot \log_{10} \left(\frac{c}{k_p}\right)\right]^{-2,5} \quad (2.19)$$

Hierbei entspricht der Ausdruck in den eckigen Klammern dem turbulenten Reibungsbeiwert ( $C_f$ ). Der Widerstandsbeiwert der Großausführung wird für einen Referenzwert von  $Re = 1 \cdot 10^7$  berechnet. Folglich ist  $C_{D;FS}$  von der Reynoldszahl unabhängig und hängt nur noch von der Oberflächenbeschaffenheit des Propellers ab, es wird eine Oberflächenrauheit von  $k_p = 30 \cdot 10^{-6} m$  für die Großausführung angenommen [38]. Die Differenzen der Widerstandsbeiwerte sind für alle Fortschrittsziffern konstant und gehen in die Korrekturberechnung von Schub und Drehmoment unter Berücksichtigung der geometrischen Propellereigenschaften (u. a.  $\frac{P}{D}$  = Steigungsverhältnis) bei  $r/R = 0,75$  wie folgt ein.

$$\Delta K_T = (-1) \cdot (C_{D;MS} - C_{D;FS}) \cdot 0,3 \cdot \frac{P}{D} \cdot \frac{c \cdot Z}{D} \quad (2.20)$$

$$\Delta K_Q = (C_{D;MS} - C_{D;FS}) \cdot 0,25 \cdot \frac{c \cdot Z}{D} \quad (2.21)$$

Für die Berechnung der Schub- und Drehmomentenbeiwerte der Großausführung werden die Korrekturen ( $\Delta K_T$  und  $\Delta K_Q$ ) von den jeweiligen Beiwerten des Modellpropellers subtrahiert. Der korrigierte Propellerwirkungsgrad kann, wie bereits bei MEYNE geschehen, nach Formel 2.17 berechnet werden.

$$K_{T;FS} = K_{T;MS} - \Delta K_T \quad (2.22)$$

$$K_{Q;FS} = K_{Q;MS} - \Delta K_Q \quad (2.23)$$

### 2.1.3 Verfahren von PRAEFKE

Das Verfahren wurde in der HSVA von PRAEFKE für die Umrechnung von Freifahrtmessergebnissen auf die Großausführung für unkonventionelle Propeller (z.B. Propeller mit Endscheibe an der Flügelspitze) entwickelt. Im Unterschied zu den beiden vorangegangenen Verfahren (MEYNE und ITTC) beruht dieses nicht auf der Methode des äquivalenten Profils. Das Verfahren ist nicht auf mäßig belastete Optimalpropeller beschränkt, so dass es für alle Propeller zur Schub- und Drehmomentenprognose der Großausführung verwendet werden kann. Es wird jedoch ebenfalls angenommen, dass sich nur der aus der Reibung resultierende Kraftanteil zwischen Modell und Großausführung ändert.

Bei dem Verfahren von PRAEFKE handelt es sich um ein Streifenverfahren [31, 32], das die tatsächliche Geometrie des Propellers berücksichtigt. Hierbei wird die Oberfläche der Propellerflügel in 40 radiale Streifen aufgeteilt. Diese Streifen verlaufen jeweils zwischen dem Radius  $r_i$  und  $r_j$ . Die Streifenoberfläche ( $S_{ij}$ ) ergibt sich aus der Integration der Profilkontur von Saug- und Druckseite über den Radius. Für die Berechnung des aus der Reibung resultierenden Kraftanteils werden an jedem Streifen einige geometrische Eigenschaften benötigt. Basierend auf der Flügelgeometrie werden hierzu der Radius des Streifens ( $r_{ij}$ ), die Steigung des Streifens ( $P_{ij}$ ), der Steigungswinkel des Streifens ( $\phi_{ij}$ ), die Streifenbreite ( $\Delta r_{ij}$ ) sowie die Profillänge des Streifens ( $c_{ij}$ ) bestimmt (siehe Formel 2.24 bis 2.28).

$$r_{ij} = \frac{(r_j + r_i)}{2} \quad (2.24)$$

$$P_{ij} = \frac{(P_j + P_i)}{2} \quad (2.25)$$

$$\phi_{ij} = \arctan\left(\frac{P_{ij}}{2\pi \cdot r_{ij}}\right) \quad (2.26)$$

$$\Delta r_{ij} = r_j - r_i \quad (2.27)$$

$$c_{ij} = \frac{S_{ij}}{2 \cdot \Delta r_{ij}} \quad (2.28)$$

Des Weiteren wird die resultierende Anströmgeschwindigkeit ( $v_{res;ij}$ ), gebildet aus der Anströmgeschwindigkeit ( $v_A$ ) und der lokalen Umfangsgeschwindigkeit, am jeweiligen Profil benötigt. Hiermit sowie unter Verwendung der kinematischen Viskosität des Fluids ( $\nu$ ) wird die lokale Reynoldszahl ( $Re_{ij}$ ) bestimmt. Der Reibungsbeiwert ( $C_{f;ij}$ ) wird nach Schönherr mit Formel 2.31 iterativ berechnet [32].

$$v_{res;ij} = \left( v_A^2 + (2 \cdot \pi \cdot n \cdot r_{ij})^2 \right)^{1/2} \quad (2.29)$$

$$Re_{ij} = \frac{v_{res,ij} \cdot c_{ij}}{\nu} \quad (2.30)$$

$$C_{f,ij} = \left( \frac{0,242}{\log_{10}(Re_{ij} \cdot C_{f,ij})} \right)^2 \quad (2.31)$$

Auf der Basis des Reibungsbeiwerts kann dann am jeweiligen Streifen die Reibungskraft ( $F_{F,ij}$ ) ermittelt werden. In Formel 2.32 steht  $\rho$  für die Dichte des Fluids. Für die weitere Berechnung muss die Reibungskraft in einen axialen ( $F_{F;x,ij}$ ) sowie einen tangentialen ( $F_{F;t,ij}$ ) Anteil aufgeteilt werden. Der axiale Anteil wird für die Berechnung des Schubbeiwerts und der tangential Anteil für den Drehmomentenbeiwert benötigt.

$$F_{F,ij} = C_{f,ij} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v_{res,ij}^2 \cdot S_{ij} \quad (2.32)$$

$$F_{F;x,ij} = F_{F,ij} \cdot \sin(\phi_{ij}) \quad (2.33)$$

$$F_{F;t,ij} = F_{F,ij} \cdot \cos(\phi_{ij}) \quad (2.34)$$

Die Summe aller 40 radialen Streifen liefert den Reibungsanteil sowohl für den Schub als auch für das Drehmoment bezogen auf einen Flügel. Für den gesamten Propeller kann der Reibungsanteil anhand von Formel 2.35 für den Schubbeiwert und mittels Formel 2.36 für den Momentenbeiwert berechnet werden.

$$K_{T;F} = Z \cdot \sum_1^{40} \left( \frac{F_{F;x,ij}}{\rho \cdot n^2 \cdot D^4} \right) \quad (2.35)$$

$$K_{Q;F} = Z \cdot \sum_1^{40} \left( \frac{F_{F;t,ij} \cdot r_{ij}}{\rho \cdot n^2 \cdot D^5} \right) \quad (2.36)$$

Die zuvor beschriebene Berechnungsprozedur wird sowohl für den Modellpropeller als auch für die Großausführung durchgeführt. Hieraus resultieren die Reibungsanteile  $K_{T;F}$  und  $K_{Q;F}$  für Modell ( $MS$ ) sowie Großausführung ( $FS$ ). Zur Umrechnung der Schub- und Drehmomentenbeiwerte auf die Großausführung werden von den Messergebnissen aus der Propellerfreifahrt die für den Modellpropeller berechneten Reibungsanteile subtrahiert und die Werte für die Großausführung wieder addiert (Formel 2.37 und 2.38).

$$K_{T;FS} = K_{T;MS} - K_{T;F;MS} + K_{T;F;FS} \quad (2.37)$$

$$K_{Q;FS} = K_{Q;MS} - K_{Q;F;MS} + K_{Q;F;FS} \quad (2.38)$$

#### 2.1.4 Bewertung der empirischen Umrechnungsverfahren

In der HSVA wurden von HÜBNER [16] Freifahrtversuche für vier Modellpropeller bei bis zu vier verschiedenen Modell-Reynoldszahlen ( $4,348 \cdot 10^5 \leq Re \leq 1,812 \cdot 10^6$ ) durchgeführt. Die Ergebnisse der Modellversuche zeigen, dass trotz des engen Reynoldszahlbereichs Maßstabseffekte vorhanden sind. Zur Validierung der Umrechnungsverfahren (ITTC, MEYNE und PRAEFKE) wurden die Messergebnisse, die bei der kleinsten Reynoldszahl gemessen wurden, auf die weiteren Modell-Reynoldszahlen extrapoliert. Der Vergleich zwischen den gemessenen und den mittels der drei zuvor beschriebenen Verfahren extrapolierten Daten zeigt, dass das Verfahren von MEYNE im untersuchten Reynoldszahlbereich recht zuverlässige Ergebnisse liefert. Die Ergebnisse, die mit Hilfe der Verfahren der ITTC und von PRAEFKE berechnet wurden, geben die Messergebnisse jedoch nicht wieder. Da das Verfahren von PRAEFKE im Vergleich zu den anderen Umrechnungsmethoden die radial veränderlichen geometrischen Einzelheiten der Propellergeometrie zumindest teilweise berücksichtigt, auch hier wird die tatsächliche Profilform nicht verwendet, ist die Berechnung des Reibungsbeiwerts in diesem Verfahren eine mögliche Ursache für den deutlichen Unterschied zu den nach MEYNE berechneten Werten. Das PRAEFKE-Verfahren liefert bei Verwendung der mittels des Verfahrens nach MEYNE bestimmten Reibungsbeiwerte übereinstimmendere Werte mit den Messungen am Modell. Demnach müssten die Reibungswerte nach MEYNE etwa doppelt so groß sein, wie die, die mittels des Verfahrens von PRAEFKE unter Verwendung der Formel von Schönherr bestimmt werden. MEYNE [27] hat jedoch mit seinen Untersuchungen gezeigt, dass die Reibungsbeiwerte für die verschiedenen Propeller stark streuen. Beispielsweise lagen die Reibungsbeiwerte für die von ihm untersuchten Wageninger-Propeller etwa im Bereich der Korrelationslinie, die im Verfahren der ITTC verwendet wird und somit noch unterhalb der nach Schönherr bestimmten Werte. Die Streuung der Reibungsbeiwerte kann u. a. auf die unterschiedliche Ausbreitung der laminaren und turbulenten Strömung um den Propeller zurückgeführt werden.

Die Umrechnung von Modellergebnissen innerhalb des Modell-Reynoldszahlbereichs liefert jedoch nur einen Anhaltspunkt, ob das jeweilige Verfahren grundsätzlich in der Lage ist, Messwerte auf andere Reynoldszahlen zu übertragen. Die Hauptaufgabe der Verfahren ist jedoch die Umrechnung der Modellmessungen auf die Großausführung. Daher wurden die Messergebnisse auf die Großausführungs-Reynoldszahl ( $Re = 1 \cdot 10^7$ ) umgerechnet. Hierbei liefert das ITTC-Verfahren nur einen geringen Zuwachs im Wirkungsgrad gegenüber den Modellmessungen, wohingegen das MEYNE-Verfahren den größten Wirkungsgradanstieg berechnete.

Die Umrechnungsprozedur der ITTC liefert aufbauend auf den Schub- und Drehmomentenbeiwerten des Modells nur geringe Veränderungen für die Prognose der Großausführung, was jedoch auf dessen stark vereinfachtes Vorgehen bei der Ermittlung der Maßstabseffekte zu-

rückzuführen ist, wie Kapitel 2.1.2 zeigt. Des Weiteren geht das Verfahren der ITTC von einem nahezu konstanten Maßstabseffekt über alle Fortschrittsziffern für den Schubbeiwert und folglich für den Wirkungsgrad aus, auch dies stellt eine deutliche Vereinfachung dar. Die Einfachheit des Umrechnungsverfahrens ist jedoch ebenso als Vorteil zu nennen. Das MEYNE-Verfahren bzw. die Methode des äquivalenten Profils von LERBS ist im Vergleich zum ITTC-Verfahren aufwändiger, da es sich um eine iterative Berechnungsprozedur handelt. Wie HÜBNER in [16] gezeigt hat, liefert diese Vorgehensweise gute Ansätze zur Umrechnung des Reibungsanteils. Nachteilig bei diesem Verfahren wirkt sich u. a. die Annahme der elliptischen Zirkulationsverteilung eines optimalen Propellers aus. Diese ist in der Realität nicht immer gewährleistet. Keines der vorgestellten Verfahren berücksichtigt die tatsächliche Geometrie des Propellers. Die Verfahren von MEYNE und ITTC verwenden wichtige globale Größen des Propellers, wie Flügelzahl und Durchmesser sowie die lokalen geometrischen Eigenschaften (Sehnenlänge, Profildicke und -steigung) an einem repräsentativen Radienschnitt des Flügels. Dagegen werden von PRAEFKE die radial veränderlichen Größen an den der Berechnung zugrunde liegenden Radienschnitten des Propellers verwendet, dies kann bei den heutigen, an den Nachstrom des Schiffs angepassten, Propellerentwurfsstrategien ein Vorteil gegenüber den anderen Verfahren sein. Eine Schwäche des Verfahrens von PRAEFKE ist jedoch die Umrechnung des Reibungsanteils vom Modell auf die Großausführung. Bei allen Verfahren sind die Maßstabseffekte allein auf den Widerstandsbeiwert bzw. den Reibungswiderstandsanteil begrenzt. Ein möglicher Einfluss der Reynoldszahl auf die Auftriebskraft wird nicht berücksichtigt. In [38] sind von der ITTC Einflüsse auf die Auftriebskraft festgestellt, jedoch nicht berücksichtigt worden.

Zur Entwicklung eines neuen Umrechnungsverfahrens werden tatsächliche Propellergeometrien mittels Verfahren zur numerischen Berechnung der viskosen Strömung untersucht. Hiermit kann sowohl ein eventueller Einfluss der Reynoldszahl auf die Auftriebskraft untersucht, als auch die Reduzierung auf ein repräsentatives Profil überprüft werden. Weiterhin werden die Strömungsverhältnisse im Modellversuch (laminar, turbulent) sowie für die Großausführung berücksichtigt. Durch die Verwendung der wirklichen Flügelform können die Einflüsse von geometrischen Größen auf die Maßstabseffekte bestimmt werden, u. a. auch die, die in den bisherigen Umrechnungsverfahren noch nicht berücksichtigt wurden, wie z. B. der Skewwinkel.

Eine Übersicht zu numerischen Untersuchungen an Schiffspropellern in Modell und Großausführung wird im nächsten Kapitel gegeben.

## **2.2 Verwendung von numerischen Methoden der viskosen Strömung zur Bestimmung der Maßstabseffekte an Schiffspropellern**

Durch die anhaltende Verbesserung der Verfahren zur Berechnung der viskosen Strömung (im Folgenden werden diese der Einfachheit halber CFD-Verfahren genannt) ist es heutzutage möglich, die Geschwindigkeits- und Druckverteilung an Propellern und Propulsionssystemen zu berechnen. Der Vorteil von CFD-Verfahren liegt in der Bereitstellung von umfangreichen Detailinformationen über die Propellerumströmung, die für die Bestimmung von Maßstabseffekten notwendig sind. Fortschritte von CFD-Verfahren auf dem Gebiet der Kavitationsmodellierung lassen erwarten, dass langfristig die Berechnung der Maßstabseffekte unter Berücksichtigung des Einflusses der Kavitation möglich sein wird.

Numerische Simulationen mittels Feldmethoden sind in den letzten Jahren zum praktischen Anwendungsverfahren auch im Bereich der Propelleruntersuchung geworden. Mittels dieser Verfahren ist es u. a. möglich, Wirkungsweisen von konventionellen und unkonventionellen Propellern sowie Propellern, die aus mehreren Komponenten (Düsenpropeller, Pod-Antrieb, Ruderpropeller, etc.) bestehen, freifahrend in homogener Anströmung oder in Verbindung mit dem Schiffsrumpf zu untersuchen. Die Berechnungen können zum einen mit ausreichender Genauigkeit den Modellversuch nachstellen und zum anderen eine Prognose für die Großausführung liefern. Daher ist es mittels dieser Verfahren grundsätzlich möglich, Maßstabseffekte an Schiffspropellern zu bestimmen.

Im Folgenden wird ein detaillierter Überblick über durchgeführte numerische Simulationen mittels CFD-Verfahren zur Untersuchung der Maßstabseffekte an konventionellen Schiffspropellern gegeben (UTO [49], STANIER [43, 44, 45], FUNENO [13], MÜLLER und ABDEL-MAKSOUUD [29, 30], KRASILNIKOV et al.[18] sowie LI et al. [22]).

UTO [49] realisierte bereits 1994 erste numerische Berechnungen der viskosen Strömung für einen Propeller (DTRC4119). Bei diesem handelt es sich um einen 3-Flügler basierend auf einem modifizierten NACA66 Profil ( $P/D_{(r/R=0,7)} = 1,084$ , kein Skew sowie Hang). Für die Untersuchung der Maßstabseffekte wurden für die Fortschrittsziffer  $J = 0,833$  bei vier verschiedenen Reynoldszahlen ( $1 \cdot 10^6$  (Modell);  $2 \cdot 10^6$ ;  $5 \cdot 10^6$ ;  $1 \cdot 10^7$  (Großausführung)) Berechnungen mit turbulenter Strömung durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen, dass der Schubbeiwert mit Erhöhung der Reynoldszahl moderat ansteigt, wohingegen der Drehmomentenbeiwert deutlicher fällt. Hieraus resultiert letztlich ein Wirkungsgradanstieg für den Propeller im Großausführungsmaßstab von nahezu 10% gegenüber dem Modell. Der Vergleich der Messungen mit den Berechnungen für die Modellgröße liefert Differenzen von bis zu 10% für den Schub- und Drehmomentenbeiwert. Die gemessenen Größen unterliegen jedoch Schwankungen von 10%. UTO zeigt für den Schubbeiwert, dass neben dem Reibungsanteil auch der Druckanteil von der Reynoldszahl abhängt.

STANIER [43] hat für den Propeller DTRC4119 ebenfalls CFD-Berechnungen bei verschiedenen Reynoldszahlen durchgeführt. In dem verwendeten RANSE-Verfahren wurde die Turbulenz mittels einer dreidimensionalen Version des Baldwin-Lomax-Modells berücksichtigt. Der Propeller DTRC4119 hat im Modellmaßstab eine Größe von  $0,3048m$  und die Reynoldszahl für den Entwurfspunkt beträgt  $6 \cdot 10^6$ . Für die Prognose der Großausführung wird der Propeller mit dem Maßstabsfaktor  $\lambda = 20$  auf  $6,096m$  ( $Re = 3,22 \cdot 10^7$ ) vergrößert. Für die Berechnungen wurde ein H-Gitter (Zellen in Hexaederform) mit 458.297 Knoten verwendet. Die Simulation des Modells zeigt für die Entwurfsfortschrittsziffer eine Zunahme der Integralwerte Schub ( $0,7\%$ ) und Drehmoment ( $2,5\%$ ) gegenüber den Modellversuchen. Neben den Integralwerten wurden die Zu- und Abstromgeschwindigkeiten sowie die Geschwindigkeiten zwischen den Flügeln für den Entwurfspunkt detailliert untersucht und mit den Messungen verglichen. Es wurde überwiegend eine gute Übereinstimmung der Werte festgestellt. Im Bereich des Spitzenwirbels traten die größten Abweichungen auf, diese sind jedoch auf die Gitterauflösung in diesem Bereich zurückzuführen.

Die Berechnungen für die Großausführung liefern für den Schub- und Drehmomentenbeiwert grundsätzlich größere Werte im Vergleich zu den Ergebnissen der Modellberechnung. Für den Entwurfspunkt ist ein Anstieg von  $2\%$  für  $K_T$  und  $0,3\%$  für  $K_Q$  gegenüber den numerischen Berechnungen des Modells vorhanden. Des Weiteren zeigt der Vergleich des Druckbeiwerts ( $C_P$ ) auf der Saugseite des Propellers, dass für weite Bereiche der Propelleroberfläche ähnliche Größenordnungen in Modellmaßstab und Großausführung vorhanden sind. Im Bereich der Eintrittskante sowie an der Flügelspitze sind die deutlichsten Unterschiede festzustellen. Außerdem verdeutlicht die Auswertung des Propellerstrahls die Veränderung im Bereich der Flügelspitze; es ist ein größerer sowie stärkerer Spitzenwirbel in der Großausführung erkennbar.

Weiterhin hat STANIER in [43] den Einfluss des Skewwinkels  $\theta_S$  auf die Maßstabseffekte untersucht. Es wurden zwei Verstellpropeller mit jeweils fünf Flügeln im Modellmaßstab sowie in der Großausführung numerisch berechnet. Für den Propeller C659 ist für die Entwurfsfortschrittsziffer eine Zunahme des Schubbeiwerts von  $1,4\%$  für die Großausführung im Vergleich zum numerisch untersuchten Modell bestimmt worden, der Drehmomentenbeiwert steigt um  $3,1\%$  an. Für den Skew-Propeller C660 wurde eine Schubverringerung für die Großausführung um  $1\%$  berechnet. Diese ist jedoch auf einen Strömungsabriss bei der Großausführung zurückzuführen. Der Drehmomentenbeiwert der Großausführung steigt gegenüber dem Modell um  $0,3\%$ .

In [44] und [45] hat STANIER die Maßstabseffekte für einen Skew-Propeller (C637) und einen Propeller ohne Skew (C624) verglichen. Der Aufbau der Propeller basiert auf identischen Profilen sowie gleicher Belastung in radialer Richtung und entlang der Sehnenlänge. Für die numerischen Berechnungen wurde das RANSE-Verfahren aus [43] verwendet. Darüber hinaus wurde die Knotenanzahl des Rechengitters beibehalten. Für den Propeller ohne Skew



stimmen im Modellmaßstab ( $D = 0,3048m$ ) die Schub- und Drehmomentenbeiwerte mit den Messungen gut überein, für den Entwurfsfortschrittgrad ( $J = 0,771$ ) wurde eine Abweichung von 1% für beide Beiwerte bestimmt. Der Skew-Propeller ( $D = 0,3048m$ ) zeigt dagegen größere Abweichungen im Vergleich zum Modellversuch, diese sind für den untersuchten Fortschrittszifferbereich  $0,5 \leq J \leq 1,2$  nahezu konstant und für den Entwurfspunkt ( $J = 0,76$ ) mit 2% für  $K_T$  und 4% für  $K_Q$  angegeben. STANIER begründet diese Differenzen mit einer unzureichenden Turbulenzmodellierung.

Für die Untersuchung von Maßstabseffekten wurden beide Propeller auf die Großausführung ( $D = 6,096m$ ) skaliert. Die Ergebnisse zeigen für den Propeller ohne Skew nur geringe Maßstabseffekte für den Schubbeiwert, der Drehmomentenbeiwert hingegen offenbart mit ansteigender Fortschrittsziffer kleinere Beiwerte für die Großausführung. Dagegen sind die Maßstabseffekte des Skew-Propellers signifikanter, es wird für die Entwurfsfortschrittsziffer eine Reduzierung von 4% für den Schub- sowie Drehmomentenbeiwert angegeben. Die Maßstabseffekte sind für  $J \leq 0,8$  im Vergleich zu höheren Fortschrittsziffern ausgeprägter. Diese Effekte sind jedoch nur bedingt aus der Differenz (FS-MS) der Schub- und Drehmomentenbeiwerte ableitbar. Eine detaillierte Auswertung der Strömung um den Propeller sowie der Druckverteilung auf der Flügeloberfläche liefert weitere wichtige Erkenntnisse. Es kann u. a. eine Zunahme der Größe und Stärke des Spitzenwirbels festgestellt werden, wobei die Zunahme für den Propeller ohne Skew gegenüber dem Skew-Propeller deutlicher ausfällt. Hierbei ist jedoch anzumerken, dass beim Skew-Propeller in der Großausführung ein Strömungsabriss an der Austrittskante nahe der Flügelspitze berechnet wurde. Außerdem liefert die Auswertung der Druckverteilung eine radiale Veränderung der Unterschiede zwischen Modell und Großausführung, diese sind beim Skew-Propeller im Vergleich zum Propeller ohne Skew im Bereich des Entwurfspunkts ausgeprägter. Mit steigender Propellerbelastung nehmen die Druckunterschiede zwischen Modell und Großausführung weiter zu.

Die Berechnungen von STANIER und UTO zeigen bereits, dass die geometrischen Eigenschaften eines Propellers einen Einfluss auf die Maßstabseffekte haben. Darüber hinaus kann das verwendete RANSE-Verfahren inklusive Turbulenzmodellierung und verwendetem Rechengitter die Genauigkeit der numerischen Berechnungen beeinflussen.

FUNENO hat in [13] im Gegensatz zu den numerischen Untersuchungen von STANIER nur noch einen Propellerflügel numerisch untersucht. Dieses Vorgehen ist bei homogener Anströmung möglich, da die Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Flügeln durch die Verwendung von räumlichen periodischen Randbedingungen numerisch berücksichtigt werden. Für die numerische Untersuchung kam das kommerzielle CFD-Verfahren STAR-CD zum Einsatz. Die Wirkung der Turbulenz wurde mittels des  $k - \varepsilon$  Modells modelliert. Der Propeller inklusive Nabe wurde in einen Zylinderausschnitt (Segment) integriert. Die Begrenzungen des

Rechengebiets sind als Abstand zur Propellererzeugenden wie folgt als Vielfaches des Propellerdurchmessers angegeben: Einströmrand  $3D$ , Ausströmrand  $7D$  und radiale Begrenzung  $2,5D$ . Die Diskretisierung des Rechengebiets erfolgte mittels Hexadern, hierzu wurde die O- und H-Gittergenerierungstechnik (Erläuterung siehe Kapitel 3.2.5 bzw. [12]) verwendet. Das in den numerischen Untersuchungen verwendete Rechengitter bestand aus 260.000 Zellen.

Für die Bestimmung von Maßstabseffekten wurden zwei Propeller untersucht, die wichtigsten geometrischen Parameter sind in Tab. 2.1 enthalten. Im Unterschied zu den Untersuchungen von STANIER und UTO wurden von FUNENO zwei Propeller mit Skew untersucht. Die Berücksichtigung des Skews in der Entwurfsstrategie ist auf die Tatsache zurückzuführen, dass sich hierdurch die Druckschwankungen am Hinterschiff ohne merkliche Schubveränderung reduzieren lassen. Bei den untersuchten Geometrien handelt es sich um einen Propeller mit kleinem Skewwinkel ( $10,5^\circ$ ) und um einen Propeller mit  $45^\circ$  Skewwinkel.

Tab. 2.1: Parameter der von FUNENO in [13] untersuchten Propeller

	Propeller 1	Propeller 2
Durchmesser der Großausführung [m]	3,60	3,60
Steigungsverhältnis bei $r/R=0,7$	0,950	0,944
Flächenverhältnis	0,650	0,700
Nabenverhältnis	0,1972	0,1972
Flügelanzahl	5	5
Dickenverhältnis	0,0442	0,0496
Skewwinkel [°]	10,50	45,00
Hang [°]	6,00	-3,03

Die Berechnungen wurden jeweils für verschiedene Reynoldszahlen ( $3 \cdot 10^5$  (Modell);  $5 \cdot 10^5$ ;  $1 \cdot 10^6$ ;  $5 \cdot 10^6$ ;  $1,5 \cdot 10^7$  (Großausführung)) durchgeführt, wobei das Rechengitter für die Bedingungen der Modell-Reynoldszahl erstellt und für die weiteren Reynoldszahlen unverändert verwendet wurde. Für den Modellmaßstab ist der dimensionslose Wandabstand  $y^+$  mit 7 bis 170 angegeben. Der Auslegungspunkt wurde für alle Berechnungen konstant gehalten und entspricht  $J = 0,6$ . Für die Propeller wurden ebenfalls Messungen bei verschiedenen Reynoldszahlen durchgeführt. Die größten Abweichungen von Messung und Berechnung sind bei der kleinsten Reynoldszahl vorhanden, diese Differenzen sind auf die unterschiedlichen Strömungsbedingungen (Modellversuch: laminar und turbulent; Berechnung: turbulent) zurückzuführen. Mit steigender Reynoldszahl nimmt der turbulente Anteil im Modellversuch zu und die Ergebnisse von Messung und Berechnung erreichen eine bessere Übereinstimmung. Folglich zeigen die Ergebnisse der Berechnungen sowie der Messungen eine Abhängigkeit von der Reynoldszahl, wobei der Maßstabseffekt für den Propeller mit  $45^\circ$  Skewwinkel ausgeprägter ist.

Bei detaillierter Betrachtung der Berechnungsergebnisse ist ein Anstieg des Schubbeiwerts von 11% für die Großausführung des Propellers mit  $45^\circ$  Skewwinkel gegenüber der Berechnung im Modellmaßstab vorhanden, dagegen sind es 6% für den Propeller mit geringerem Skewwinkel. Der Drehmomentenbeiwert verringert sich für die Großausführung im Vergleich zur Modellsimulation um 2,5% für den Propeller mit  $45^\circ$  Skewwinkel und um 5% für den Propeller mit  $10,5^\circ$  Skewwinkel. Die Aufteilung der Beiwerte ( $K_T$  und  $K_Q$ ) in Druck- und Reibungsanteil liefert jeweils eine markantere Zunahme des Druckanteils vom Modell zur Großausführung für den Propeller mit  $45^\circ$  Skewwinkel. Die Änderungen des Reibungsanteils sind erwartungsgemäß für die beiden Propeller ähnlich und auf gleichem Niveau.

MÜLLER und ABDEL-MAKSoud haben in [29] und [30] einen Propeller der Wageninger B-Serie (B4.55) und einen Skew-Propeller in Bezug auf Maßstabeffekte untersucht (siehe Tab. 2.2). Die numerischen Simulationen wurden auf ähnliche Weise, d. h. mit nur einem Flügel, wie in [13] von FUNENO durchgeführt. Für die Berechnung der viskosen Strömung wurde das Rechenverfahren ANSYS CFX verwendet. Die Modellierung der Turbulenz wurde mit dem Shear Stress Transport (SST) Modell realisiert. Das Rechengitter bestand im Fall des B.55 aus 900.000 Hexaederzellen und in der numerischen Simulation wurde die Drehrate ( $n$ ) im gesamten Rechenggebiet berücksichtigt. Für den Skew-Propeller wurde das Rechenggebiet hingegen in ein ortsfestes (Fernfeld) und ein rotierendes (Nahbereich um den Propeller) Gebiet unterteilt. Die beiden Teilgebiete wurden mittels Schnittstellen numerisch verbunden. Neben der komplexeren Geometrie war die Vorgehensweise ein weiterer Grund dafür, dass für die Berechnungen eine größere Zellanzahl (1,5 Mio. Hexaeder) verwendet wurde.

Tab. 2.2: Parameter der von MÜLLER und ABDEL-MAKSoud in [29] und [30] untersuchten Propeller

	B4.55	Skew-Propeller
mittleres Steigungsverhältnis	0,90	1,34
Flächenverhältnis	0,55	0,53
Nabenverhältnis	0,25	0,26
Dickenverhältnis bei $r/R=0,7$	0,04	0,05
Verhältnis Profilschne zu Durchmesser bei $r/R=0,7$	0,29	0,35

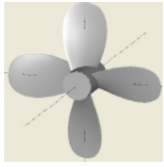
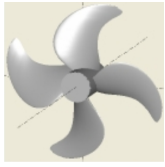
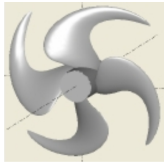
Die numerische Untersuchung des Wageninger Propellers wurde für drei Fortschrittsziffern ( $J = 0,6$ ;  $J = 0,7$ ;  $J = 0,8$ ) mit jeweils sechs verschiedenen Reynoldzahlen zwischen  $Re \approx 1 \cdot 10^6$  (Modell:  $D = 0,25m$ ) und  $Re \approx 1 \cdot 10^8$  (Großausführung:  $D = 12m$ ) durchgeführt. Aufgrund der erzielten Ergebnisse des Wageninger Propellers wurde der Rechenumfang des Skew-Propellers reduziert. Es wurden nur noch Berechnungen für zwei Fortschrittsziffern ( $J = 0,7$ ;  $J = 1,1$ ) mit jeweils vier verschiedenen Reynoldzahlen ( $Re \approx 1,2 \cdot 10^6$  (Modell:  $D = 0,25m$ ) bis  $Re \approx 1,3 \cdot 10^8$  (Großausführung:  $D = 12m$ ) durchgeführt. Für beide Propeller

wurde für die Modellgröße eine Drehrate von 20 Umdrehungen pro Sekunde und für die Großausführung eine Drehrate von 1 Umdrehung pro Sekunde angenommen.

Die Ergebnisse der numerischen Berechnungen zeigen für die Schub- und Drehmomentenbeiwerte beider Propeller eine klare Abhängigkeit von der Reynoldszahl, diese ist für den Skew-Propeller im Vergleich zum Propeller B4.55 stärker. Des Weiteren wird deutlich, dass neben der Reynoldszahl auch die Schubbelastung einen Einfluss auf die Maßstabseffekte hat, mit steigender Fortschrittsziffer nehmen für den Schub- und Drehmomentenbeiwert die Differenzen (Maßstabseffekte) zwischen Modell und Großausführung zu. Der Schubbeiwert nimmt für die Großausführung im Vergleich zu den Ergebnissen der Modellberechnungen um bis zu 6% zu, wohingegen der Drehmomentenbeiwert um bis zu 3% abnimmt. Neben der Schub- und Drehmomentenprognose auf Basis der numerischen Berechnungen sind die entsprechenden Daten anhand der Verfahren von MEYNE und ITTC bestimmt worden. In beiden Umrechnungsverfahren wurden die mittels der CFD-Simulationen berechneten Ergebnisse des Modellpropellers verwendet. Unter Verwendung des Verfahrens der ITTC wird ein um 0,5% höherer Schubbeiwert für die Großausführung berechnet, der Drehmomentenbeiwert wird um 1 – 2% reduziert. Der nach MEYNE berechnete Schubbeiwert ist im Vergleich zum Modell um bis zu 4% größer. Der Drehmomentenbeiwert erfährt mit diesem Verfahren die stärkste Verringerung (3 – 10%). Der Vergleich der verwendeten Verfahren zeigt, dass diese zwar die gleichen Tendenzen (Schubzunahme und Drehmomentenabnahme) für die Großausführungsprognose aufweisen, jedoch die Umrechnungen unterschiedliche Maßstabseffekte berücksichtigen, woraus die unterschiedlichen Voraussagen für die Großausführung resultieren.

KRASILNIKOV et al. haben in [18] den Einfluss des Skewwinkels sowie des Flächenverhältnisses  $A_E/A_0$  auf die Maßstabseffekte bei Schiffspropellern untersucht. Hierzu wurde zunächst systematisch der Skewwinkel variiert, woraus drei Entwurfsvarianten mit den in Tab. 2.3 gegebenen Geometrieparametern entstanden. Auf Basis dieser Varianten wurde das Flächenverhältnis jeweils auf  $A_E/A_0 = 0,7$  erhöht. Die numerischen Berechnungen wurden mit dem kommerziellen RANSE-Lösungsverfahren FLUENT in Verbindung mit dem SST Modell für die Turbulenzmodellierung durchgeführt. Es wurde nur ein Propellerflügel in homogener Anströmung simuliert. Für die Diskretisierung des Rechengebiets wurde eine Kombination aus Prismen (vier Schichten auf der Propelleroberfläche), Tetraedern im Nahbereich des Propellers sowie Hexaedern und Prismen im Fernfeld verwendet. Für die Simulation der Großausführung wurden die Propeller jeweils mit dem Faktor 10 vergrößert. Die Reynoldszahl für das Modell ist mit  $Re \approx 6 \cdot 10^5$  und für die Großausführung mit  $Re \approx 2 \cdot 10^7$  angegeben. In den numerischen Berechnungen wurde für das Modell eine Drehrate von 15 Umdrehungen pro Sekunde und für die Großausführung von 4,7434 Umdrehungen pro Sekunde verwendet.

Tab. 2.3: Parameter der von KRASILNIKOV et al. untersuchten Skew-Propeller [18]

		
2122	2121	2133
Skew 0°	Skew 31°	Skew 62°
$D = 0,26m \quad Z = 4 \quad A_E/A_0 = 0,50 \quad P_{(0,7)}/D = 0,9035$		

Der Vergleich der Ergebnisse aus den Berechnungen zeigt eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten der Propellerfreifahrt. Die Differenz beträgt im Bereich des Entwurfspunkts  $J = 0,6$  für  $K_T$  ungefähr 4% und für  $K_Q$  etwa 3%. Die Differenzen nehmen mit steigender Propellerbelastung zu. Die Ergebnisse zeigen ebenfalls, dass aus der Skewvariation im Bereich des Entwurfspunkts nur eine geringe Veränderung der Schub- sowie Drehmomentenbeiwerte entsteht. Es ist jedoch keine konstante Veränderung vorhanden, mit Änderung des Skewwinkels von 0° auf 31° nimmt der Schubbeiwert zu, bei weiterer Vergrößerung des Skewwinkels fällt dieser jedoch wieder. Dieses Verhalten ist auf den veränderten Druckanteil zurückzuführen, da der Reibungsanteil des Schubs nahezu konstant ist. Dies bestätigt der Vergleich der radialen Verteilung des Drucks der drei Propeller.

Für die Prognose der Großausführung zeigen die Ergebnisse der numerischen Berechnung Folgendes: Die Differenz des Schubbeiwerts nimmt mit steigendem Skewwinkel gegenüber der Modellberechnung zu; mit Anstieg der Fortschrittsziffer ist ebenfalls eine Zunahme der Differenz des Schubbeiwerts gegenüber dem Modell gegeben, diese Zunahme ist jedoch nicht stetig. Im Bereich des Entwurfspunkts ist in der Großausführung eine Zunahme des Schubbeiwerts gegenüber dem Modell von 1% (0° Skew), 3% (31° Skew) und 5,5% (62° Skew) vorhanden. Auf der Grundlage des ITTC Verfahrens wird ein um 1% im Vergleich zum Modell erhöhter Schubbeiwert für die Großausführung berechnet, der Skeweinfluss wird hierbei nicht berücksichtigt. Für den Drehmomentenbeiwert ergibt sich aus den numerischen Berechnungen im Vergleich zum Modellmaßstab eine Reduzierung in der Großausführung. Diese Drehmomentenabnahme ist abhängig vom Skew sowie der Fortschrittsziffer. Mit steigender Fortschrittsziffer nimmt die Differenz des Drehmomentenbeiwerts zwischen Großausführung und Modell zu. Im Entwurfspunkt sind folgende Differenzen ( $FS - MS$ ) berechnet worden: -4% (0° Skew), -3,5% (31° Skew) und -3% (62° Skew), ITTC: -3,5%. Die unter Verwendung des ITTC Verfahrens berechneten Drehmomentenbeiwerte der Großausführung zeigen ebenfalls die zuvor beschriebene Abhängigkeit von der Fortschrittsziffer.

Neben dem Einfluss des Skews auf den Schub und das Drehmoment wurde von KRASILNIKOV et al. die Wirkung des Flächenverhältnisses untersucht. Hierzu wurde das Flächenverhältnis der

drei Propeller von 0,5 auf 0,7 erhöht. Die numerischen Ergebnisse zeigen, dass sich hierdurch bei  $J = 0,8$  für alle Großausführungspropeller die bereits vorhandene Schubzunahme gegenüber dem Modell weiter erhöht. Bei größerer Propellerbelastung ( $J = 0,2$ ) ist dagegen keine einheitliche Aussage für die drei untersuchten Propeller möglich. Für den Propeller ohne Skew ist eine Zunahme der Differenz zwischen Großausführung und Modell vorhanden, wohingegen bei den beiden Skew-Propellern eine Abnahme vorhanden ist. Für den Drehmomentenbeiwert kann eine einheitliche Aussage für die beiden untersuchten Fortschrittsziffern ( $J = 0,2$  und  $J = 0,8$ ) getroffen werden. Die Reduzierung des Drehmomentenbeiwerts gegenüber dem Modell ist für  $A_E/A_0 = 0,7$  im Vergleich zu  $A_E/A_0 = 0,5$  etwa doppelt so groß.

In den zuvor beschriebenen Arbeiten wurde für die numerische Modellberechnung ausschließlich eine turbulente Strömung angenommen. Dies stellt eine Vereinfachung dar, die u. U. zu einer Verfälschung der Maßstabeffekte führen kann, da die Modelluntersuchungen in den Schiffbauversuchsanstalten im Reynoldszahlbereich des Strömungsumschlags von laminarer zu turbulenter Strömung stattfinden. In der Arbeit von LI et al. [22]) wurde zur genaueren Beschreibung der Strömungsbedingungen des Propellerfreifahrtversuchs ein Transitionsmodell verwendet, das sowohl laminare als auch turbulente Strömung um einen Propellerflügel zulässt.

LI et al. haben in [22] den Einfluss des verwendeten Turbulenzmodells detaillierter untersucht. Hierzu wurden für die Modellierung der Turbulenz drei verschiedene Modelle (SST  $k - \omega$  inklusive Transitionsmodell, RKE  $k - \varepsilon$  und RNG  $k - \varepsilon$ ) verwendet. Die Untersuchung wurde für zwei Propeller, einen Propeller ohne Skew (CV) und einen Skew-Propeller (HS), durchgeführt (Tab. 2.4).

Tab. 2.4: Geometrische Eigenschaften der von LI et al. untersuchten Propeller

	CV	HS
Durchmesser Modell [m]	0,28086	0,23300
Maßstabszahl	23,50	22,29
Flächenverhältnis	0,586	0,729
Nabenverhältnis	0,181	0,321
Flügelanzahl	4	4
Verhältnis Profilsehne zu Durchmesser bei $r/R=0,7$	0,315	0,500

Das Rechengebiet beschreibt nur einen Propellerflügel und nutzt somit die in zahlreichen Arbeiten verwendete Möglichkeit, die Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Flügeln über periodische Randbedingungen zu beschreiben. Bei der Diskretisierung des Rechengebiets wurde als Randbedingung ein dimensionsloser Wandabstand  $y^+ \approx 1$  vorausgesetzt. Als Randbedingungen der numerischen Berechnung wurden für den CV-Propeller ein Turbulenzgrad von 1% sowie das Verhältnis der turbulenten Viskosität mit 2 angenommen. Für den Skew-Propeller wurden die entsprechenden Werte erhöht und wie folgt angegeben: 2% Turbulenzgrad,

Verhältnis der turbulenten Viskosität 10. Einige weitere Randbedingungen sind in Tab. 2.5 angegeben.

Tab. 2.5: Randbedingungen der numerischen Untersuchung von LI et al.

	$J$	$V_A$ [m/s]	$n$ [1/s]	$Re_{(r/R=0,7)}$
CV Modellmaßstab	0,400	0,8989	8,00	4,4E+05
CV Großausführung	0,400	4,3560	1,65	5,0E+07
HS Modellmaßstab	0,736	2,4040	14,0	8,4E+05
HS Großausführung	0,736	8,7643	2,29	6,8E+07

Die Simulationsergebnisse zeigen für die untersuchten Fortschrittsziffern bei allen verwendeten Turbulenzmodellen eine gute Übereinstimmung mit den Messungen im Modellmaßstab für den Schub (maximale Abweichung 1,8%), für das Drehmoment sind hingegen größere Abweichungen (je nach Turbulenzmodell bis zu 12%) vorhanden. Die Berechnungen der Großausführung liefern im Vergleich zur Modellberechnung für die verwendeten Turbulenzmodelle eine Schubzunahme (4 – 6%) sowie Drehmomentenabnahme (4 – 6%) für den CV-Propeller, hieraus ergeben sich Wirkungsgradzuwächse von ungefähr 10%. Bei Verwendung des SST Modells wird ein Strömungsumschlagmodell berücksichtigt. Der Umschlag findet direkt an der Eintrittskante statt, so dass nahezu der gesamte Flügel turbulent umströmt wird.

Dagegen sind für den Skew-Propeller keine einheitlichen Aussagen möglich, die Turbulenzmodelle, die auf dem  $k - \varepsilon$  Modell basieren, liefern für die Großausführung einen Schubrückgang von 1%, wohingegen das SST Modell eine Erhöhung von 5% berechnet. Für das Drehmoment berechnen die beiden Turbulenzmodelle, die auf dem  $k - \varepsilon$  Modell aufbauen, eine Verringerung um 5 – 6% in der Großausführung. Bei Verwendung des SST Modells ist keine merkliche Veränderung vorhanden, es wird ein geringer Anstieg (0,1%) bestimmt. Hieraus resultieren Wirkungsgradzunahmen von etwa 5%. Diese unterschiedlichen Großausführungsprognosen für den Skew-Propeller entstehen aus der unterschiedlichen Veränderung des Druckanteils zwischen Modell und Großausführung. Das SST Modell ermittelt eine Zunahme des Druckanteils im Schub- sowie Drehmomentenbeiwert, wohingegen die beiden anderen Turbulenzmodelle einen Rückgang für die Großausführung prognostizieren. Der Strömungsumschlag wird für den Skew-Propeller nicht direkt an der Eintrittskante bestimmt, sondern im Bereich zwischen Eintrittskante und Flügelmitte ( $r/R = 0,7$ ).

Neben den beschriebenen Arbeiten bzgl. Maßstabseffekten an konventionellen Propellern sind ebenfalls Arbeiten für unkonventionelle Propeller und Propulsionsorgane, die aus mehreren Komponenten bestehen, bekannt (Propeller mit Endscheibe an der Flügelspitze: SÁNCHEZ-CAJA [42] - Düsenpropeller: ABDEL-MAKSoud und HEINKE [2], KRASILNIKOV [19] - Pod-Antrieb: SÁNCHEZ-CAJA [41]). Diese Arbeiten werden jedoch hier nicht diskutiert, da für

diese Propellertypen gegenüber den „Standardtypen“ weitere Einflüsse auf die Maßstabeffekte vorhanden sind.

### **2.2.1 Zusammenfassung und Bewertung der Ergebnisse der numerischen Simulation**

Die zuvor genannten numerischen Untersuchungen hatten zum Ziel, für eine kleine Propelleranzahl die Freifahrtcharakteristik des Modellversuchs nachzurechnen, numerische Berechnungen für die Großausführung zu realisieren und daraus eine Veränderung der Schub- und Drehmomentenbeiwerte vom Modell auf die Großausführung abzuleiten. Auf der Basis der vorgenannten Literatur können die Ergebnisse wie folgt zusammengefasst werden: Bei Annahme einer turbulenten Strömung im numerischen Modellversuch ist erwartungsgemäß eine Zunahme des Schubbeiwerts vom Modellmaßstab auf die Großausführung vorhanden, wohingegen eine Abnahme des Drehmomentenbeiwerts der Großausführung im Vergleich zum Modell berechnet wird. Unter Berücksichtigung eines Strömungsumschlags im numerischen Modellversuch wird ebenfalls ein Anstieg des Schubbeiwerts bestimmt, jedoch existiert die Abnahme des Drehmomentenbeiwerts nicht; dieser verbleibt für die Großausführung etwa auf dem Niveau der Modellgröße.

Des Weiteren zeigen die Ergebnisse, dass die Maßstabeffekte der untersuchten Propeller entscheidend von den geometrischen Eigenschaften abhängen. Neben den nur indirekt untersuchten Parametern Flügelanzahl, Durchmesser, Sehnenlänge, Profildicke und Steigung, die in den bekannten Umrechnungsverfahren bereits berücksichtigt werden, wurden die Einflüsse des Skewwinkels ( $\theta_S$ ) sowie des Flächenverhältnisses ( $A_E/A_0$ ) in einzelnen Arbeiten gezielt untersucht, dies jedoch unter Annahme einer turbulenten Strömung im numerischen Modellversuch. Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen: Aufgrund der Erhöhung des Skewwinkels vergrößert sich die bereits vorhandene Zunahme der Schubdifferenz zwischen Modell und Großausführung weiter. Dagegen verringert sich die Abnahme des Drehmoments zwischen Modell und Großausführung mit steigendem Skewwinkel. Dieses gilt für den gesamten Fortschrittszifferbereich. Aus der Erhöhung des Flächenverhältnisses resultiert für alle  $J$  eine größere Abnahme des Drehmoments der Großausführung im Vergleich zum Modell. Für den Schub kann dagegen keine einheitliche Aussage getroffen werden. Für den Entwurfspunkt ist mit steigendem  $A_E/A_0$  eine Erhöhung der bereits existierenden Schubzunahme vorhanden, wohingegen bei kleineren Fortschrittsziffern dies für die untersuchten Propeller nur teilweise bestätigt werden kann. Die verschiedenen numerischen Untersuchungen verdeutlichen die Tatsache, dass die Maßstabeffekte nicht über alle Fortschrittsziffern konstant sind.

Aus den zuvor beschriebenen Ergebnissen wird u. a. deutlich, dass eine große Anzahl an Propellerentwürfen mit einer möglichst großen Bandbreite der geometrischen Parameter benötigt wird,



um eine möglichst allgemeingültige Aussage bzgl. der Maßstabseffekte an Schiffspropellern treffen zu können.

Des Weiteren haben LI et al. in [22] gezeigt, dass es grundsätzlich möglich ist, die Strömungsbedingungen des Modellversuchs numerisch zu berücksichtigen. Jedoch dokumentieren die Ergebnisse der numerischen Untersuchung, dass der Strömungsumschlag teilweise direkt an der Eintrittskante auftritt und nicht, wie Veröffentlichungen zur Visualisierung der Propellerumströmung der ITTC [39, 40] zeigen, in der Flügelmitte (Saugseite). Diese Tatsache ist auf die Vorgaben für die Randbedingungen des numerischen Modells zurückzuführen. Hieraus resultiert, dass für die numerische Berechnung des Modellversuchs detaillierte Strömungsinformationen (u. a. Turbulenzgrad) benötigt werden, die jedoch teilweise nicht vorliegen und somit für die numerische Simulation abgeschätzt werden müssen. Die Arbeit von LI et al. deutet an, dass die vereinfachte Annahme einer turbulenten Strömung zu einer Verfälschung der Ergebnisse, d. h. zu anderen Maßstabseffekten an Schiffspropellern, führen kann.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden daher u. a. die Einflüsse der verschiedenen Strömungszustände auf die Schub- und Drehmomentencharakteristik eingehender untersucht. Zur Bewertung dieser Ergebnisse sind grundlegende Kenntnisse der einzelnen Strömungszustände notwendig. Deren theoretischen Grundlagen werden daher im folgenden Kapitel erläutert.

Die verwendeten numerischen Lösungsverfahren, die Turbulenzmodellierung und die Diskretisierung des Volumengebiets um den Propeller haben ebenfalls einen Einfluss auf die berechnete Lösung, somit auf die berechneten Schub- und Drehmomente für den Modellpropeller sowie die Großausführung und letztlich auf die daraus bestimmten Maßstabseffekte. Daher sind die Kenntnisse der zugrundeliegenden numerischen Verfahren notwendig. Die theoretischen Grundlagen des im weiteren Verlauf dieser Arbeit verwendeten RANSE-Lösungsverfahrens inklusive Turbulenzmodellierung, Transitionsmodell sowie Gittergenerierung werden daher ebenfalls im folgenden Kapitel beschrieben.

### 3 Theoretische Grundlagen

#### 3.1 Strömungsbedingungen im Modellversuch und in der Großausführung

Wie bei den meisten Strömungsproblemen im Ingenieurbereich handelt es sich bei der Strömung um ein Schiff in der Großausführung um eine nahezu vollständig turbulente Strömung ( $Re \geq 1 \cdot 10^7$ ). Dagegen können in Modellversuchen neben einer turbulenten Strömung auch größere laminare Anteile vorhanden sein. Zur Reduzierung der laminaren Anteile werden sogenannte Turbulenzerreger (z. B. Sandstreifen) an den Schiffsmodellen im Vorschiff angebracht. Diese realisieren den Strömungsumschlag am geometrisch ähnlichen Ort der Großausführung. Die künstliche Erzeugung der turbulenten Strömung hat sich bei der Modelluntersuchung von Schiffen bewährt. Dagegen führt bei Modellpropellern die Anbringung eines Turbulenzerregers bzw. das Anrauen der Eintrittskante nicht zu dem gewünschten Ergebnis eines fixierten Strömungsumschlags, dies ist auf einen nochmaligen Umschlag von der bereits turbulenten zu einer laminaren Strömung zurückzuführen (Relaminarisierung der Strömung). Folglich ist bei der Untersuchung des Propellers im Propellerfreifahrtversuch ein klassischer Strömungsumschlag von laminarer zu turbulenter Strömung vorhanden. Für die Umrechnung der Modellmessungen auf die Großausführung kann die Annahme einer vereinfachten Strömungscharakteristik zu einer Verfälschung der Prognose führen, da u. a. der Reibungsanteil ungenau bestimmt wird. Daher ist eine Betrachtung der verschiedenen Strömungsarten und der daraus resultierenden Kraftanteile notwendig.

Aufgrund des viskosen Verhaltens der Strömung sowie der Haftbedingung bildet sich an einer Körperoberfläche eine Grenzschicht aus. Im wandnahen Bereich nimmt das Fluid die Geschwindigkeit der Wand an, wohingegen sich mit zunehmender Entfernung die Geschwindigkeit des Fluids der ungestörten Anströmgeschwindigkeit annähert. Die Unterteilung der Strömung in einen Außenbereich (ungestörte Strömung) und einen wandnahen Bereich, in dem die Reibung für das Verhalten der Strömung eine entscheidende Rolle spielt, geht auf die Grenzschichttheorie von Prandtl zurück [35].

Die Grenzschichtdicke lässt sich nicht eindeutig bestimmen, da die Reibungswirkung in der Grenzschicht asymptotisch nach außen abnimmt. Da die wandparallelen Komponenten der Geschwindigkeit  $v$  asymptotisch in die ungestörte Strömungsgeschwindigkeit  $v_\infty$  übergehen, wird oft die Grenzschichtdicke an der Stelle definiert, an der  $v = 0,99 \cdot v_\infty$  gilt. Ein physikalisch sinnvolles Maß für die Beschreibung der Grenzschicht ist jedoch die Verdrängungsdicke  $\delta_1$ . Diese beschreibt den Betrag, um den die Stromlinien aufgrund der entstandenen Grenzschicht nach außen, somit in  $y$ -Richtung, gedrückt werden [35]. Der formelmäßige Zusammenhang lautet:

$$\delta_l = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{v}{v_{\infty}}\right) dy \quad (3.1)$$

Für den Fall einer längsangeströmten ebenen Platte nimmt die Dicke der Grenzschicht mit zunehmendem Abstand zur Vorderkante zu, siehe Abb. 3.1.

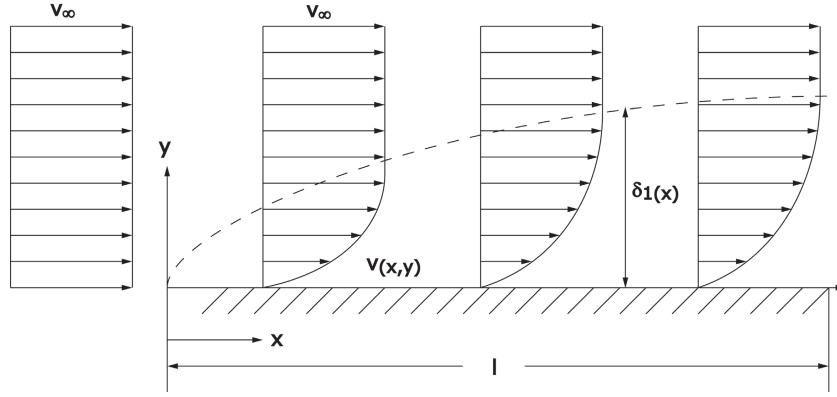


Abb. 3.1: Grenzschicht an einer längsangeströmten ebenen Platte

Für eine ebene Platte in laminarer Strömung ist in [35] die folgende Beziehung gegeben, hierbei steht  $\nu$  für die kinematische Viskosität,  $v_{\infty}$  für die ungestörte Strömungsgeschwindigkeit und  $x$  für die lokale Position auf der Platte parallel zur Strömungsrichtung.

$$\delta_l = 1,721 \cdot \sqrt{\frac{\nu \cdot x}{v_{\infty}}} \quad (3.2)$$

Der in der Grenzschicht infolge der Reibungswirkung gegenüber der reibungslosen Außenströmung weniger durchfließende Impuls kann anhand der Impulsverlustdicke  $\theta$  wie folgt beschrieben werden [35].

$$\theta = \int_0^{\infty} \frac{v}{v_{\infty}} \cdot \left(1 - \frac{v}{v_{\infty}}\right) dy \quad (3.3)$$

Für den Fall der ebenen Platte ist folgende Beziehung für die Impulsverlustdicke gegeben.

$$\theta = 0,664 \cdot \sqrt{\frac{\nu \cdot x}{v_{\infty}}} \quad (3.4)$$

Eine laminare Strömung ist gekennzeichnet durch Fluidschichten, die nebeneinander strömen, ohne sich zu vermischen. Diese Schichtenströmung ist vergleichbar mit der Couette-Strömung. Diese entsteht zwischen zwei Platten, bei der eine fest fixiert ist und die zweite mit einer konstanten Geschwindigkeit bewegt wird. An der Oberfläche der jeweiligen Platte ist die Geschwindigkeit der Flüssigkeit aufgrund der Haftbedingung gleich der Plattengeschwindigkeit,

folglich stellt sich bei der Couette-Strömung eine nahezu lineare Geschwindigkeitsverteilung ein.

In Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit (Reynoldszahl), der Viskosität sowie den von der jeweiligen Körperoberfläche hervorgerufenen Störeinflüssen verliert das Fluid seine laminaren Strömungseigenschaften. Reynolds hat in seinem bekannten Farbfadenversuch (Rohrströmung) gezeigt, dass sich bei einer kritischen Reynoldszahl die Charakteristik der Strömung stark ändert. Das Fluid weist bei höheren Reynoldszahlen unregelmäßige und zufallsbedingte Querbewegungen auf, die zu einer Durchmischung der Flüssigkeit führen. Die Grenzschicht in turbulenten Strömungen ist im Vergleich zu laminaren Strömungen dicker, nimmt jedoch insgesamt mit ansteigender Reynoldszahl ab.

Unter Verwendung des Reibungsgesetzes nach Newton (Zunahme der Geschwindigkeitsgradienten in Wandnähe) und der Abschätzung  $\frac{\partial v}{\partial y} \sim \frac{v_\infty}{\delta_l}$  zeigt sich, dass die Wandschubspannung umgekehrt proportional zur Dicke der Grenzschicht ist [35]. Somit sind an der Vorderkante die Schubspannungskräfte am größten. Für den Reibungsbeiwert  $C_f$  (Definition siehe Formel 3.5) einer Platte ist von Blasius eine Formel (3.6) für die laminare und von Prandtl bzw. von Kármán eine Formel (3.7) für die turbulente Strömung bekannt.

$$C_f = \frac{\int_A \tau_w dA}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_A^2} \quad (3.5)$$

$$C_{f \text{ laminar}} = \frac{1,327}{\sqrt{\frac{v_A \cdot L}{\nu}}} = \frac{1,327}{\sqrt{Re}} \quad (3.6)$$

$$C_{f \text{ turbulent}} = \frac{0,072}{\sqrt[5]{\frac{v_A \cdot L}{\nu}}} = \frac{0,072}{\sqrt[5]{Re}} \quad (3.7)$$

In vorangegangenen Formeln entspricht  $\tau_w$  der Wandschubspannung,  $A$  der Fläche,  $\rho$  der Dichte,  $v_A$  der Anströmgeschwindigkeit und  $L$  der Länge der Platte.

Abb. 3.2 zeigt den Reibungsbeiwert einer Platte in Abhängigkeit von der Reynoldszahl für beide Strömungsarten, es wird deutlich, dass der intensive Impulsaustausch in der turbulenten Strömung zu einem höheren Reibungsbeiwert im Vergleich zur laminaren Strömung führt.

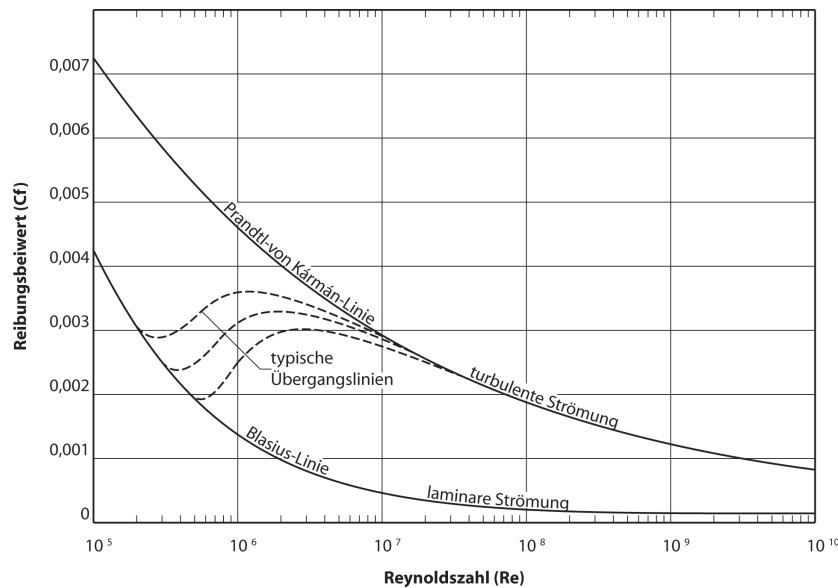


Abb. 3.2: Reibungsbeiwert einer Platte (glatt) in Abhängigkeit von der Reynoldszahl

Die zuvor beschriebenen Eigenschaften gelten ebenfalls bei der Umströmung des Propellerflügels, nur dass hierbei zusätzlich Druckkräfte auftreten. Die Druckverteilung der Außenströmung beeinflusst entscheidend die Grenzschichtentwicklung und somit die Lage des Umschlagbereichs von laminarer zu turbulenter Strömung.

Der Ablauf des Strömungsumschlags kann nach WHITE [50] in sechs charakteristische Entwicklungsstufen unterteilt werden (siehe Abb. 3.3).

Zu Beginn ist eine stabile laminare Strömung vorhanden, deren Grenzschichtdicke proportional zur Wurzel der Lauflänge anwächst (1). Bei Überschreiten einer kritischen Reynoldszahl (Indifferenz-Reynoldszahl) werden die Störungen in der Grenzschicht stark genug angeregt, so dass diese instabil wird. Es entstehen zweidimensionale Wellen, die sich stromab bewegen. Diese werden als Tollmien-Schlichting-Wellen bezeichnet (2). In Strömungsrichtung nimmt die Amplitude dieser Wellen zu, quer dazu kommt es aufgrund von Instabilitäten zu unterschiedlich starken Anfachungen. Hieraus entsteht ein dreidimensionales Wellensystem mit Längswirbeln (3). Aufgrund sehr großer lokaler Wirbelstärke platzen diese Wirbel auf und verlieren jegliche Periodizität (4). Die Wirbel zerfallen in immer kleinere Formationen, bis die vorhandenen Geschwindigkeitsschwankungen stochastischer Natur sind. Es kommt in zufälliger zeitlicher Folge zur Konzentration dieser Schwankungen, woraus sog. Turbulenzflecken resultieren. Hiermit sind Bereiche gemeint, in denen sowohl laminare und als auch turbulente Strömung in wechselnder Folge existiert (5). Mit Ausbreitung der Turbulenzflecken und Überschreitung der kritischen Reynoldszahl (in SCHLICHTING [35] ist für den Fall der ebenen Platte  $Re_{krit} \approx 5 \cdot 10^5$ ) verliert die Strömung jeglichen laminaren Anteil und ist als vollständig turbulent zu bezeichnen.

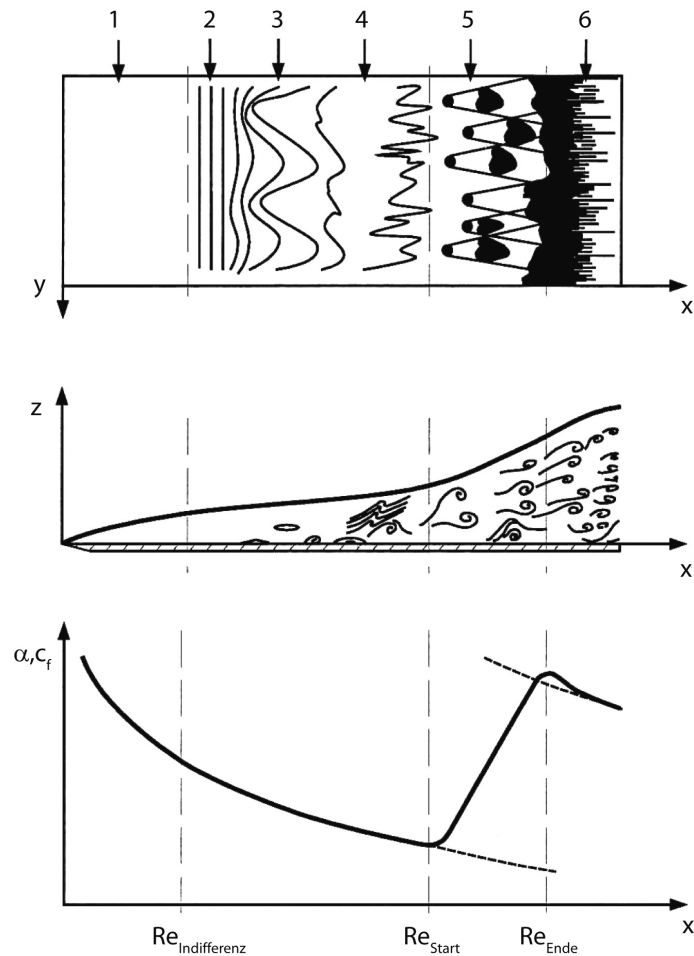


Abb. 3.3: Die Entwicklungsstufen der natürlichen Transition nach WHITE [50], aus SCHIELE [34]

Der zuvor beschriebene Vorgang gibt den Ablauf des natürlichen Strömungsumschlags wieder. Dieser ist für Untersuchungen von Bedeutung, bei denen ein geringer Turbulenzgrad in der Strömung vorhanden ist. Für die Simulation der Strömung um einen Propeller im Modellmaßstab ist davon auszugehen, dass diese einen höheren Turbulenzgrad besitzt. Hierdurch wird der Umschlagprozess verkürzt, die Phasen (2) bis (4) werden übersprungen und es bilden sich in der Grenzschicht bereits mit Beginn des Umschlags Turbulenzflecken (5) [36]. Dieser Vorgang wird als Bypass-Transition bezeichnet.

Der Ort und die Ausdehnung des Transitionsvorgangs werden durch eine Vielzahl von Parametern beeinflusst [23]. Im Folgenden wird eine Übersicht über die Einflussgrößen gegeben, die bei der Umströmung eines Modellpropellers im Freifahrtversuch maßgeblich zum Strömungsumschlag beitragen. Die Aufzählung der Einflussgrößen wird auf die wichtigsten für den Fall der Propellerumströmung im Modellmaßstab begrenzt, ein vollständiger Überblick ist in SINGER [36] vorhanden.

Die bereits genannte Reynoldszahl ist die wichtigste Einflussgröße. Sie entscheidet darüber, ob Störungen gedämpft oder angefacht werden und ob es zu einem Strömungsumschlag kommt. Der Druckgradient ist ein weiterer maßgebender Parameter, der den Beginn der Transition und die Länge des Umschlagbereichs beeinflusst. Ein abnehmender Druck, d.h. ein negativer Druckgradient, führt zu einem verzögerten bzw. späterem Strömungsumschlag und einem verlängerten Transitionsbereich. Bei stark beschleunigten Strömungen kann es zu einer Umkehr des Transitionsprozesses, der sog. Relaminarisierung, kommen. Dagegen resultiert aus einem positiven Druckgradienten ein früherer Transitionsbeginn sowie eine verkürzte Ausdehnung des Umschlagbereichs. Die Freistromturbulenz hat ebenfalls einen Einfluss auf die Transition. Mit steigendem Turbulenzgrad der Außenströmung nimmt die Impulsverlustdicken-Reynoldszahl  $Re_{\theta_t}$  ab und der Umschlag setzt zunehmend früher ein. Bei der Bestimmung von  $Re_{\theta_t}$  wird die Impulsverlustdicke (Definition siehe Formel 3.3) als Länge für die Berechnung der Reynoldszahl verwendet. Der Zusammenhang von Freistromturbulenz und Impulsverlustdicken-Reynoldszahl wird von ABU-GHANNAM und SHAW [3] für den Fall einer Strömung ohne Druckgradienten (ebene Platte) mittels Formel 3.8 beschrieben.

$$Re_{\theta_t} = 163 + e^{(6,91 - Tu)} \quad (3.8)$$

Der Turbulenzgrad  $Tu$  beschreibt die Tatsache, dass turbulente Strömungen in den drei Raumrichtungen  $x, y, z$  unterschiedlichen mittleren Geschwindigkeitsschwankungen ( $\overline{v_x'^2}, \overline{v_y'^2}, \overline{v_z'^2}$ ) unterliegen.

$$Tu = \frac{1}{v_\infty} \cdot \sqrt{\frac{1}{3} \cdot (\overline{v_x'^2} + \overline{v_y'^2} + \overline{v_z'^2})} \quad (3.9)$$

Bei vorherrschender Bypass-Transition kann nach MAYLE [23] der Einfluss der Freistromturbulenz vereinfacht dargestellt werden, da die minimale Stabilitätsgrenze der Tollmien-Schlichting-Wellen ( $Re_{\theta_t} = 163$ ) keine Bedeutung mehr besitzt (Formel 3.10).

$$Re_{\theta_t} = 400 \cdot Tu^{-\frac{5}{8}} \quad (3.10)$$

Das Längenmaß der Wirbel bzw. die Rate der Dissipation der Turbulenz hat ebenfalls einen Einfluss auf die Position des Umschlaggebiets. Der Umschlagbereich wird mit wachsendem Längenmaß in Richtung Vorderkante verschoben, da bei größerem Längenmaß die Turbulenz langsamer abklingt. Des Weiteren hat die Oberflächenrauigkeit einen Einfluss auf die Grenzschicht, diese verursacht Störungen in der Strömung und kann die sogenannte Bypass-Transition hervorrufen. Aufgrund der Dreidimensionalität der Strömung um einen Schiffspropeller können Querstrominstabilitäten und daraus Wirbel entstehen, die die Grenzschicht beeinflussen und den Transitionsprozess verändern [47].

Die komplexe Strömung um einen Propeller kann numerisch mittels der Erhaltungsgleichungen für die Masse und den Impuls berechnet werden. Die Grundlagen der numerischen Simulation werden im folgenden Kapitel beschrieben.

### 3.2 Grundlagen der numerischen Strömungsberechnung

In diesem Kapitel werden die in dieser Arbeit für die Durchführung von numerischen Berechnungen der viskosen Strömung getroffenen Annahmen (Turbulenzmodell, Randbedingungen, etc.) erläutert. Als Lösungsverfahren wurde das kommerzielle Programmpaket ANSYS CFX verwendet.

#### 3.2.1 Grundgleichungen

In dieser Arbeit wird von einem inkompressiblen Newtonschen Fluid ausgegangen. Daher kann das Verhalten der verschiedenen Strömungen (laminar, turbulent) anhand der Erhaltungsgleichungen für die Masse (Kontinuitätsgleichung) und den Impuls (Navier-Stokes-Gleichungen) beschrieben werden. Die Lösung der Gleichungen ist für die hier untersuchten Problemstellungen analytisch nicht möglich. Der Diskretisierung des mathematischen Modells liegt die Finite-Volumen-Methode zugrunde, diese verwendet die Integralform der Erhaltungsgleichungen. Die Gleichung zur Beschreibung der Massenerhaltung lautet folglich:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \, dV + \int_S \rho \cdot \vec{v} \cdot \vec{n} \, dS = 0 \quad (3.11)$$

Hier ist  $t$  die Zeit,  $V$  das Kontrollvolumen,  $\rho$  die Dichte und  $S$  die Randfläche des Kontrollvolumens. Der Normalenvektor auf dieser Randfläche ist mit  $\vec{n}$  bezeichnet und  $\vec{v}$  stellt den entsprechenden Geschwindigkeitsvektor dar. Die integrale Form der Impulserhaltung lautet:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \cdot \vec{v} \, dV + \int_S \rho \cdot \vec{v} \vec{v} \cdot \vec{n} \, dS = \int_S T \cdot \vec{n} \, dS + \int_V \rho \cdot \vec{b} \, dV \quad (3.12)$$

Darin beschreibt  $\vec{b}$  einen Kraftvektor pro Masseneinheit, d.h. eine Beschleunigung auf die Masse des Kontrollvolumens. Der viskose Spannungstensor  $T$  bezeichnet die Scherkräfte am Kontrollvolumen.

Die Erhaltungsgleichungen bilden zusammen ein System aus gekoppelten, nichtlinearen, partiellen Differentialgleichungen. Durch die numerische Lösung dieses Gleichungssystems können prinzipiell sowohl laminare als auch turbulente Strömungen simuliert werden. Für die direkte



numerische Simulation ist eine sehr feine räumliche sowie zeitliche Diskretisierung nötig, da nur so alle in der Strömung auftretenden Größen- und Zeitskalen aufgelöst werden können. Der numerische Aufwand hängt stark von der Reynoldszahl ab. Je größer  $Re$ , desto kleiner die Wirbel. Daraus resultiert, dass mittels der derzeit verfügbaren Rechenleistung die DNS nur für einfach geformte Körper (z. B. Kugel) und turbulente Strömungen mit Reynoldszahlen ( $Re \leq 1 \cdot 10^4$ ) durchgeführt werden können. Für die direkte Simulation eines Propellers (Propellerfreifahrtversuch) bei  $Re \leq 1 \cdot 10^6$  würden schätzungsweise mehr als  $1 \cdot 10^{12}$  Gitterpunkte und mehr als  $1 \cdot 10^7$  Zeitschritte benötigt. Für schiffbauliche Fragestellungen bzw. bei den relevanten Reynoldszahlen ist diese Art der numerischen Simulation daher nicht durchführbar. Kann die direkte numerische Simulation nur auf den Anteil großer turbulenter Wirbel angewendet werden, da die Gittergröße nicht ausreichend ist, so können die kleinen Strukturen modelliert werden. Diese Methode wird als Großstruktursimulation (Large Eddy Simulation, LES) bezeichnet. Die LES ist somit ein Kompromiss für Strömungen, bei denen die Reynoldszahl zu hoch oder die Geometrie zu komplex für den Einsatz der DNS ist. Jedoch benötigt die LES eine dreidimensionale, zeitabhängige Berechnung. Daraus leitet sich für die meisten praktisch relevanten Anwendungszwecke im Schiffbau ein noch zu hoher numerischer Aufwand ab. Jedoch kann die LES einen wichtigen Beitrag zur Weiterentwicklung von Turbulenzmodellen im Allgemeinen sowie dem weiteren Verständnis der Transition im Speziellen leisten, der wiederum den numerischen Simulationen im Schiffbau zugute kommt. Für die numerische Berechnung der viskosen Strömung um einen Propeller in Modellmaßstab ( $Re \leq 1 \cdot 10^6$ ) und Großausführung ( $Re \geq 1 \cdot 10^7$ ) können Simulationen mit statistischen Turbulenzmodellen (RANS) realisiert werden. Hierzu werden die Geschwindigkeit und der Druck in den zuvor beschriebenen Erhaltungsgleichungen durch einen Mittelwert ( $\bar{\phantom{x}}$ ) und eine Schwankung ( $\prime$ ) ausgedrückt. Dieses statistische Vorgehen wurde von Reynolds eingeführt.

$$\vec{v} = \bar{\vec{v}} + \vec{v}' \quad ; \quad p = \bar{p} + p' \quad (3.13)$$

Diese Möglichkeit der Beschreibung der Turbulenz ist für ingenieurtechnische Anwendungen ausreichend, da lediglich die mittleren Strömungsgrößen von Interesse sind. Werden die Navier-Stokes-Gleichungen zeitlich gemittelt und wird ferner berücksichtigt, dass die Mittelwerte der Schwankung gleich Null sind, folgen hieraus die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANSE).

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \, dV + \int_S \rho \cdot \bar{\vec{v}} \cdot \vec{n} \, dS = 0 \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \cdot \bar{\vec{v}} \, dV + \int_S (\rho \cdot \bar{\vec{v}} \bar{\vec{v}} + \rho \cdot \overline{\vec{v}' \vec{v}'} ) \cdot \vec{n} \, dS = \int_S \vec{T} \cdot \vec{n} \, dS + \int_V \rho \cdot \vec{b} \, dV \quad (3.15)$$

Durch die Mittelung wird zum einen die Gleichung vereinfacht, weil die Mittelwerte entweder zeitunabhängig sind oder die Zeitabhängigkeit durch eine Anzahl von Zeitschritten diskretisierbar ist, zum anderen kommen unbekannte statistische Abhängigkeiten (Korrelationen) hinzu. Diese entstehen aus der Mittelung des konvektiven Terms  $\rho \cdot \vec{v} \vec{v}$ , werden als Reynoldssche Spannungen bezeichnet und haben die Form  $(\rho \cdot \overline{v' v'})$ . Für die Schließung des Gleichungssystems werden geeignete Ansätze für diesen unbekannten Term benötigt, hierzu werden sog. Turbulenzmodelle verwendet.

### 3.2.2 Turbulenzmodelle

Turbulenzmodelle sind Vereinfachungen der Physik, die auf empirisch ermittelten Ergebnissen basieren. Sie sind aufgrund der Rechenzeiten sowie der erzielbaren Genauigkeit für Simulationen im ingenieurwissenschaftlichen Bereich gut geeignet. Es gibt mehrere Vorgehensweisen für die Schließung des Gleichungssystems. Bei algebraischen Modellen werden die Korrelationen mittels algebraischer Ausdrücke beschrieben. Bei Ein- und Zweigleichungsmodellen werden Differenzialgleichungen für ausgewählte Turbulenzgrößen aufgestellt und bei Reynolds-Spannungs-Modellen werden für die Reynoldsschen Spannungen Transportgleichungen formuliert [33]. In dieser Arbeit wird für die Modellierung der Turbulenz das „Shear Stress Transport“ (SST) Turbulenzmodell nach MENTER [24] verwendet. Es kombiniert die Vorteile der beiden Zweigleichungsmodelle  $k - \varepsilon$  und  $k - \omega$  durch eine räumliche Aufteilung des Rechengebiets. In Wandnähe wird das  $k - \omega$  Modell benutzt und in wandferneren Bereichen das  $k - \varepsilon$  Modell. Das SST Modell ist besonders geeignet für komplexe Geometrien mit rotierenden Elementen, so z. B. für die numerische Simulation eines Schiffspropellers.

Sowohl das  $k - \varepsilon$  Modell, als auch das  $k - \omega$  basieren auf der Wirbelviskositätstheorie von Boussinesq, wonach die Turbulenz als erhöhte Viskosität beschrieben wird [12]. Demnach sind die Reynoldsschen Spannungen unter Verwendung der Einsteinnotation (Index  $i$  bzw. Index  $j = 1, 2, 3$ ) wie folgt definiert.

$$\rho \cdot \overline{v'_i v'_j} = -\mu_t \cdot \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \cdot \rho \cdot \delta_{ij} \cdot k \quad (3.16)$$

Dabei ist  $\mu_t$  die sog. turbulente Viskosität bzw. die Wirbelviskosität, eine von der Strömung abhängige Variable.  $k$  steht für die turbulente kinetische Energie und  $\delta_{ij}$  bezeichnet das Kronecker-delta (Einheitstensor).

$$\mu_t = C_\mu \cdot \rho \cdot \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.17)$$

$$k = \frac{1}{2} \cdot \overline{v'_i v'_i} = \frac{1}{2} \cdot (\overline{v'_x v'_x} + \overline{v'_y v'_y} + \overline{v'_z v'_z}) \quad (3.18)$$

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases} \quad (3.19)$$

In Formel 3.17 ist  $C_\mu$  eine empirische Konstante und  $\varepsilon$  steht für die Dissipationsrate. Dies ist die Rate, mit der die kinetische Energie der Turbulenz unumkehrbar in innere Energie umgewandelt wird [12]. Die Dissipationsrate  $\varepsilon$  ist wie folgt definiert. In Formel 3.20 steht  $\mu$  für die dynamische Viskosität.

$$\varepsilon = \frac{\mu}{\rho} \cdot \overline{\frac{\partial v'_i}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial v'_i}{\partial x_j}} \quad (3.20)$$

Aus den Navier-Stokes-Gleichungen zur Erhaltung von Masse und Impuls können Beziehungen zur Bestimmung der Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie  $\varepsilon$  und der turbulenten Energie  $k$  abgeleitet werden. Die Gleichung der turbulenten kinetischen Energie  $k$  lautet:

$$\frac{\partial(\rho \cdot k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot \bar{v}_j \cdot k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left( \mu \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k - \rho \cdot \varepsilon \quad (3.21)$$

Der zweite Term auf der rechten Seite beschreibt die turbulente Diffusion der kinetischen Energie der Turbulenz.  $P_k$  stellt die Produktion der turbulenten kinetischen Energie dar, mit deren Hilfe die Reynoldsschen Spannungen bestimmt werden.

$$P_k = \mu_t \cdot \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \cdot \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \quad (3.22)$$

Die Dissipation  $\varepsilon$  kann mittels folgender Transportgleichung bestimmt werden:

$$\frac{\partial(\rho \cdot \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot \bar{v}_j \cdot \varepsilon)}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \cdot P_k \cdot \frac{\varepsilon}{k} - \rho \cdot C_{\varepsilon 2} \cdot \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left( \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) \quad (3.23)$$

Für die in den Transportgleichungen zur Bestimmung von  $\varepsilon$  (Formel 3.23) und  $k$  (Formel 3.21) eingeführten Modellkonstanten werden zumeist die in Tab. 3.1 gegebenen Werte verwendet.

Tab. 3.1: Modellkonstanten des  $k - \varepsilon$  Modells

$C_\mu$	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$
0,09	1,0	1,33	1,44	1,92

Das zweite im SST Modell von MENTER verwendete Modell ist das  $k - \omega$  Turbulenzmodell. In diesem Modell wird die Gleichung zur Bestimmung der turbulenten kinetischen Energie  $k$  modifiziert und lautet folglich:

$$\frac{\partial(\rho \cdot k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot \bar{v}_j \cdot k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left( \mu \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k^*} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k - \beta^* \cdot \rho \cdot k \cdot \omega \quad (3.24)$$

Für diese Form der Gleichung für  $k$  gelten nahezu alle zuvor getroffenen Aussagen ebenfalls. Die zu lösende Transportgleichung für die charakteristische Frequenz  $\omega = \frac{1}{\beta^*} \cdot \frac{\varepsilon}{k}$  der energiedissipierenden Wirbel lautet:

$$\frac{\partial(\rho \cdot \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot \bar{v}_j \cdot \omega)}{\partial x_j} = \alpha \cdot P_k \cdot \frac{\omega}{k} - \rho \cdot \beta \cdot \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega^*} \right) \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (3.25)$$

Die Produktion der turbulenten kinetischen Energie  $P_k$  wird wie im  $k - \varepsilon$  Modell nach Formel 3.22 berechnet. Die Wirbelviskosität wird abweichend mit folgender Beziehung bestimmt.

$$\mu_t = \rho \cdot \frac{k}{\omega} \quad (3.26)$$

Standardmäßig werden im  $k - \omega$  Modell die in Tab. 3.2 aufgeführten Konstanten verwendet.

Tab. 3.2: Modellkonstanten des  $k - \omega$  Modells

$\beta^*$	$\alpha$	$\beta$	$\sigma_k^*$	$\sigma_\omega^*$
0,09	5/9	0,075	2,0	2,0

Für die Verknüpfung der beiden zuvor erläuterten Turbulenzmodelle wurde von MENTER [24] die Transportgleichung zur Bestimmung der charakteristischen Frequenz der energiedissipierenden Wirbel  $\omega$  des  $K - \omega$  Modells so angepasst, dass ein Umschalten zwischen der Berechnung von  $\omega$  und  $\varepsilon$  realisiert werden kann. Formel 3.24 zur Berechnung von  $k$  wird hingegen unverändert verwendet, lediglich die Modellkonstante  $\sigma_k$  nimmt im Vergleich zum  $k - \omega$  Modell einen anderen Wert an, der mittels Formel 3.36 bestimmt wird. Die Transportgleichungen des SST Modells lauten folglich:

$$\frac{\partial(\rho \cdot k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot \bar{v}_j \cdot k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left( \mu \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left( \frac{\mu_t}{\sigma_{k\varphi}} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k - \beta^* \cdot \rho \cdot k \cdot \omega \quad (3.27)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \cdot \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot \bar{v}_j \cdot \omega)}{\partial x_j} = & \frac{\alpha_\varphi}{v_t} \cdot P_k - \rho \cdot \beta_\varphi \cdot \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega\varphi}} \right) \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \\ & (1 - F_1) \frac{2 \cdot \rho}{\sigma_{\omega 2} \cdot \omega} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (3.28)$$

In Formel 3.28 steht  $\nu_t$  für die turbulente kinematische Viskosität und die Schaltfunktion  $F_1$  sorgt u. a. in Abhängigkeit des Wandabstands  $y$  für die Steuerung bzgl. der zu berechnenden Größe. Die Schaltfunktion besitzt den Wert eins nahe der Oberfläche eines Körpers und nimmt im weiteren Strömungsbereich den Wert null an. Dadurch wird in Wandnähe das  $k - \omega$  Modell und für den restlichen Bereich das  $k - \varepsilon$  Modell aktiviert. Somit kann die Leistungsfähigkeit des  $k - \omega$  Modells bei der Verwendung in Wandnähe genutzt werden, ohne die bekannte Empfindlichkeit in Bezug auf die in der freien Strömung herrschende Dissipationsrate  $\omega$ .

$$F_1 = \tanh \left[ \left[ \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \cdot \omega \cdot y}, \frac{500 \cdot \nu}{y^2 \cdot \omega} \right); \frac{4 \cdot \rho \cdot k}{CD_{k\omega} \cdot \sigma_{\omega 2} \cdot y^2} \right] \right]^4 \right] \quad (3.29)$$

Hierin steht  $\nu$  für die kinematische Viskosität und  $CD_{k\omega}$  wird anhand folgender Gleichung beschrieben:

$$CD_{k\omega} = \max \left( \frac{2 \cdot \rho}{\sigma_{\omega 2} \cdot \omega} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; 1 \cdot 10^{-10} \right) \quad (3.30)$$

Ein weiterer Nachteil der Standard-Zweigleichungsmodelle ist die übermäßige Erzeugung turbulenter Energie  $P_k$  in der Umgebung des Staupunkts. Daher wurde im SST Modell eine Limitierung des Produktionsterms vorgenommen, der den Aufbau der turbulenten kinetischen Energie im Bereich des Staupunkts unterbindet.

$$P_k = \min(\mu_t \cdot S^2; 10 \cdot \beta^* \cdot \rho \cdot \omega \cdot k) \quad (3.31)$$

In Formel 3.31 ist  $S$  die Deformationsrate, die mittels des Tensors der Deformationsrate  $S_{ij}$  bestimmt wird.

$$S = \sqrt{2 \cdot S_{ij} \cdot S_{ij}} \quad (3.32)$$

mit:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.33)$$

Neben der Begrenzung des Produktionsterms wird die bisherige Definition der Wirbelviskosität modifiziert. Dadurch kann der Transport der turbulenten Spannungsterme besser erfasst werden. Dies wird über eine Obergrenze für die turbulenten Spannungen in Grenzschichten realisiert, da diese üblicherweise mittels der Boussinesq-Approximation zu groß bestimmt werden. Somit gilt folgende Definition für die Wirbelviskosität.

$$\frac{\mu_t}{\rho} = \nu_t = \frac{a_1 \cdot k}{\max(a_1 \cdot \omega; S \cdot F_2)} \quad (3.34)$$

mit:

$$F_2 = \tanh \left[ \left[ \max \left( \frac{2 \cdot \sqrt{k}}{\beta^* \cdot \omega \cdot y}; \frac{500 \cdot \nu}{y^2 \cdot \omega} \right) \right]^2 \right] \quad (3.35)$$

Somit ist das SST Modell in der Lage, den Transport der Schubspannungen zu berücksichtigen sowie eine gute Vorhersage für den Beginn und den Umfang einer möglichen Strömungsablösung zu liefern.

Die Konstanten des SST Modells sind in Tab. 3.3 aufgelistet, wobei ebenfalls lineare Kombinationen der Koeffizienten mittels Formel 3.36 bestimmt werden. In Formel 3.36 steht  $\varphi_1$  für die Koeffizienten des  $k - \omega$  (Tab. 3.3: Index 1) und  $\varphi_2$  für die des  $k - \varepsilon$  Modells (Index 2).

$$\varphi = F_1 \cdot \varphi_1 + (1 - F_1) \cdot \varphi_2 \quad (3.36)$$

Tab. 3.3: Modellkonstanten des SST Turbulenzmodells

$\sigma_{k1}$	$\sigma_{k2}$	$\sigma_{\omega 1}$	$\sigma_{\omega 2}$	$\alpha_1$	$\alpha_2$	$\beta_1$	$\beta_2$	$\beta^*$	$a_1$
1,176	1,0	2,0	1,168	5/9	0,44	0,075	0,0828	0,09	0,31

Die in diesem Kapitel beschriebenen Turbulenzmodelle berücksichtigen den in Kapitel 3.1 erläuterten Transitionsvorgang nicht. Zur Berücksichtigung des laminar turbulenten Umschlags wird das Transitionsmodell von LANGTRY und MENTER [25] verwendet, welches im folgenden Kapitel beschrieben wird.

### 3.2.3 Numerische Beschreibung des Strömungsumschlags

Für die numerische Berechnung eines Modellpropellers wurde, wie in Kapitel 2 gezeigt, bisher standardmäßig eine vollturbulente Strömung angenommen, wodurch die Ergebnisse des Schubs und des Drehmoments beeinflusst werden. Somit kann aus dieser Annahme eine Verfälschung der Maßstabseffekte resultieren. Für die numerische Berechnung des Modellpropellers wurde in dieser Arbeit das in ANSYS CFX [5] vorhandene Transitionsmodell von LANGTRY und MENTER [25, 20] für die Berücksichtigung des Strömungsumschlags von laminarer zu turbulenter Strömung verwendet.

Dieses Modell basiert auf zwei Transportgleichungen. Die erste Gleichung ist für die Auslösung des Transitionsprozesses zuständig. Die sog. Intermittenzfunktion  $\gamma$  beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der an einem Ort in der Strömung eine turbulente Strömung vorhanden ist. Folglich kontrolliert die Funktion  $\gamma$  die Produktion der turbulenten kinetischen Energie in der Grenzschicht. Durch die zweite Transportgleichung wird der in anderen Transitionsmodellen oft

problematische Zugriff auf nicht lokal vorhandene Informationen, die für die Anwendung des experimentellen Zusammenhangs des Transitionsvorgangs benötigt werden, vermieden. Diese Zusammenhänge basieren üblicherweise auf Werten außerhalb der Grenzschicht, wie dem Turbulenzgrad  $Tu$  und dem Druckgradienten  $\lambda_\theta$ . Die zusätzliche Transportgleichung wird durch eine den Entstehungsbereich des Strömungsumschlags beschreibende Impulsverlustdicken-Reynoldszahl  $Re_{\theta_t} = f(Tu, \lambda_\theta)$  gebildet. Außerhalb der Grenzschicht wird die Variable der Transportgleichung gezwungen, dem Wert von  $Re_{\theta_t}$  zu folgen, der durch einen experimentellen Zusammenhang gebildet wird. Über diesen Zusammenhang können die starken Veränderungen des Turbulenzgrads und des Drucks berücksichtigt werden, die typischerweise bei industriellen Strömungsumgebungen auftreten.

Im Folgenden wird der formelmäßige Zusammenhang für die Transportgleichungen der Intermittenz  $\gamma$  sowie der Impulsverlustdicken-Reynoldszahl  $Re_{\theta_t}$  dargestellt. Die Intermittenzfunktion lautet folglich:

$$\frac{\partial(\rho \cdot \gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot \bar{v}_j \cdot \gamma)}{\partial x_j} = P_\gamma - E_\gamma + \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right] \quad (3.37)$$

In Formel 3.37 verhält sich  $P_\gamma$  wie eine Quelle und  $E_\gamma$  wie eine Senke. Der Quellterm der Intermittenz-Transportgleichung lautet:

$$P_\gamma = F_{length} \cdot c_{a1} \cdot \rho \cdot S \cdot [\gamma \cdot F_{onset}]^{0,5} (1 - c_{e1} \cdot \gamma) \quad (3.38)$$

$P_\gamma$  besitzt in der laminaren Grenzschicht stromauf des Umschlags aufgrund von  $F_{onset}$  den Wert null. Überall dort, wo die lokale Reynoldszahl basierend auf der Wirbelstärke  $Re_v$  die Bedingung für den Transitionsbeginn überschreitet, wird die Funktion  $F_{onset}$  aktiviert und nimmt den Wert eins an.

$$F_{onset} = \max(F_{onset2} - F_{onset3}; 0) \quad (3.39)$$

mit:

$$F_{onset2} = \min \left[ \max \left( \frac{Re_v}{2,193 \cdot Re_{\theta_c}}; \left( \frac{Re_v}{2,193 \cdot Re_{\theta_c}} \right)^4 \right); 2, 0 \right] \quad (3.40)$$

$$Re_v = \frac{\rho \cdot y^2 \cdot S}{\mu} \quad (3.41)$$

$$F_{onset3} = \max \left( 1 - \left( 0,4 \cdot \frac{\rho \cdot k}{\mu \cdot \omega} \right)^3; 0 \right) \quad (3.42)$$

In Formel 3.40 steht  $Re_{\theta_c}$  für die kritische Reynoldszahl, bei der die Intermittenzfunktion in der Grenzschicht zu wachsen beginnt ( $\gamma \geq 0$ ). Dies ist bereits stromauf des eigentlichen Transitionsbeginns ( $Re_{\theta_t}$ ) der Fall, da es zu einer Verzögerung aufgrund der Tatsache kommt, dass sich zunächst ein gewisses Turbulenzniveau gebildet haben muss, bevor es zu einer Veränderung des laminaren Strömungsprofils kommen kann. Daraus kann die in Formel 3.43 gegebene Beziehung abgeleitet werden.

$$Re_{\theta_c} = f(\overline{Re_{\theta_t}}) \quad (3.43)$$

Die Größe von  $P_\gamma$  in Formel 3.38 wird durch eine weitere Funktion  $F_{length}$  geregelt, diese beschreibt die Länge des Transitionsbereichs und kann ebenfalls in Beziehung zum Beginn des Strömungsumschlag gesetzt werden (siehe Formel 3.44).

$$F_{length} = f(\overline{Re_{\theta_t}}) \quad (3.44)$$

Die Beziehungen aus Formel 3.43 und 3.44 können experimentell gewonnen werden, ANSYS gibt hierzu keine Informationen, da diese Zusammenhänge geschützt sind.

Neben dem Quellterm geht ein Senkenterm in die Transportgleichung der Intermittenz ein. Dieser ist in Formel 3.45 gegeben und nimmt in der laminaren Grenzschicht den Wert null an, in der freien Strömung besitzt er hingegen den Wert eins.  $\Omega$  wird als Wirbelstärke bezeichnet. Der Term in der Klammer stellt sicher, dass der Quellterm stets größer als der Senkenterm ist, so dass bei Erfüllung der Bedingung für den Transitionsbeginn dieser auch einsetzt. Die Konstante  $c_{e2}$  kontrolliert den Minimalwert der Intermittenz, so dass dieser klein genug ist, um die Grenzschicht laminar zu halten.

$$E_\gamma = c_{a2} \cdot \rho \cdot \Omega \cdot \gamma \cdot F_{turb} \cdot (c_{e2} \cdot \gamma - 1) \quad (3.45)$$

$F_{turb}$  wird verwendet, um den Intermittenzabbau außerhalb der laminaren Grenzschicht sowie in der viskosen Unterschicht zu unterdrücken. Diese Funktion ist wie folgt definiert:

$$F_{turb} = e^{-\left(0,25 \cdot \frac{\rho \cdot k}{\mu \cdot \omega}\right)^4} \quad (3.46)$$

Mittels der zweiten Transportgleichung des Transitionsmodells wird die Impulsverlustdicken-Reynoldszahl, bei der die Transition startet, bestimmt.

$$\frac{\partial(\rho \cdot \overline{Re_{\theta_t}})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot \bar{v}_j \cdot \overline{Re_{\theta_t}})}{\partial x_j} = P_{\theta_t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left[ \sigma_{\theta_t} \cdot (\mu + \mu_t) \cdot \frac{\partial \overline{Re_{\theta_t}}}{\partial x_j} \right] \quad (3.47)$$



Dabei steht  $P_{\theta t}$  für den Produktionsterm. Dieser ist so aufgebaut, dass außerhalb der Grenzschicht die skalare Größe  $\overline{Re_{\theta t}}$  gezwungen wird, dem Wert  $Re_{\theta t}$ , der aus der empirischen Korrelation berechnet wird, zu folgen. Die Verbindung von lokal berechneten Größen mit experimentell gewonnenen Daten ist die Grundidee dieser Transportgleichung.

$$P_{\theta t} = c_{\theta t} \cdot \frac{\rho}{t} \cdot (Re_{\theta t} - \overline{Re_{\theta t}}) \cdot (1 - F_{\theta t}) \quad (3.48)$$

Hierbei ist  $t$  ein Zeitmaßstab, der aufgrund eines Einheitenproblems im Produktionsterm eingeführt wurde. Das Zeitmaß ist wie folgt beschrieben:

$$t = \frac{500 \cdot \mu}{\rho \cdot v^2} \quad (3.49)$$

Der zweite Klammerausdruck in Formel 3.48 beinhaltet eine Schaltfunktion  $F_{\theta t}$ , die in der freien Strömung gleich null ist und in der Grenzschicht den Wert eins annimmt. Die Schaltfunktion ist wie folgt definiert:

$$F_{\theta t} = \min \left[ \max \left( F_{wake} \cdot e^{-\left(\frac{y}{\delta_1}\right)^4}; 1 - \left( \frac{\gamma - 1/c_{e2}}{1,0 - 1/c_{e2}} \right)^2 \right); 1, 0 \right] \quad (3.50)$$

mit:

$$\delta_1 = \frac{50 \cdot \Omega \cdot y}{v} \cdot \frac{15}{2} \cdot \frac{\overline{Re_{\theta t}} \cdot \mu}{\rho \cdot v} \quad (3.51)$$

$$F_{wake} = e^{-\left(1 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{\rho \cdot \Omega \cdot y^2}{\mu}\right)^2} \quad (3.52)$$

Dabei steht  $\delta_1$  für die Verdrängungsdicke und  $F_{wake}$  stellt sicher, dass die Schaltfunktion im Nachlauf eines Flügels nicht aktiviert wird. Die Konstanten des Transitionsmodells sind in Tab. 3.4 gegeben.

Tab. 3.4: Modellkonstanten des Transitionsmodells

$c_{e1}$	$c_{a1}$	$c_{e2}$	$c_{a2}$	$\sigma_f$	$\sigma_{\theta t}$	$c_{\theta t}$
1,0	2,0	50	0,06	1,0	2,0	0,03

Die in das Transitionsmodell einfließenden empirischen Korrelationen basieren auf dem Turbulenzgrad  $Tu$  sowie dem Druckgradienten  $\lambda_\theta$

$$Tu = 100 \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot k/3}}{v} \quad (3.53)$$

$$\lambda_\theta = \frac{\rho \cdot \theta^2}{\mu} \cdot \frac{dv}{ds} \quad (3.54)$$

Hierbei steht  $\frac{dv}{ds}$  für die Beschleunigung entlang einer Stromlinie. Die empirische Beziehung ist wie folgt definiert und folgt den beiden bereits angeführten Beziehungen von MAYLE bzw. ABU-GHANNAM und SHAW. Dies wird durch Abb. 3.4 deutlich, die die Impulsverlustdicken-Reynoldszahl zum Transitionsbeginn als Funktion des Turbulenzgrads für den Fall einer ebenen Platte für die verschiedenen Korrelationen aufzeigt [20].

$$Re_{\theta_t}(Tu \leq 1,3) = \left[ 1173,51 - 589,428 \cdot Tu + \frac{0,2196}{Tu^2} \right] \cdot F(\lambda_\theta) \quad (3.55)$$

$$Re_{\theta_t}(Tu > 1,3) = 331,50 \cdot [Tu - 0,5658]^{-0,671} \cdot F(\lambda_\theta) \quad (3.56)$$

$$F(\lambda_\theta \leq 0) = 1 - [-12,986 \cdot \lambda_\theta - 123,66 \cdot \lambda_\theta^2 - 405,689 \cdot \lambda_\theta^3] \cdot e^{-\left[\frac{Tu}{1,5}\right]^{1,5}} \quad (3.57)$$

$$F(\lambda_\theta > 0) = 1 + 0,275 \cdot \left[ 1 - e^{[-35 \cdot \lambda_\theta]} \right] \cdot e^{\left[\frac{-Tu}{0,5}\right]} \quad (3.58)$$

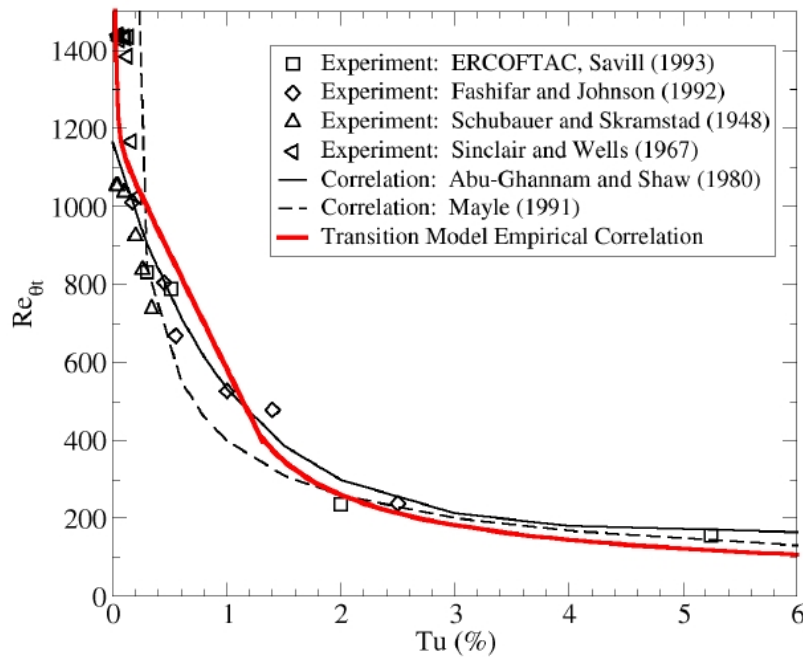


Abb. 3.4: Impulsverlustdicken-Reynoldszahl zum Transitionsbeginn als Funktion des lokalen Turbulenzgrads für den Fall einer ebenen Platte, aus LANGTRY [20]

### 3.2.4 Randbedingungen der numerischen Berechnung

Als weiterer wichtiger Punkt neben den Annahmen für die Simulation der Strömung sind die Vorgaben für die einzelnen Ränder des Rechengebiets zu nennen, diese werden auch

als Randbedingungen bezeichnet. In diesem Abschnitt werden die für die Durchführung des numerischen Propellerfreifahrtversuchs verwendeten Randbedingungen erläutert.

- Einströmrand

Am Einströmrand des ortsfesten Gebiets wird die Zustromgeschwindigkeit ( $v_A$ ) vorgegeben. Für die Untersuchung eines Propellers wird diese für die jeweils untersuchte Fortschrittsziffer in Abhängigkeit von dem Propellerdurchmesser und der Propellerdrehzahl vorgegeben. Des Weiteren müssen Werte für die turbulente kinetische Energie  $k$  und die Dissipationsrate  $\varepsilon$  vorgegeben werden (Dirichlet-Randbedingungen). Aus Experimenten sind oftmals für  $k$  Daten vorhanden; liegen keine Informationen vor, so kann  $k$  über einen Turbulenzgrad nach Formel 3.60 aus SCHÄFER [33] abgeschätzt werden.

$$k = \frac{1}{2} \cdot Tu^2 \cdot \bar{v}_i^2 \quad (3.59)$$

Für  $\varepsilon$  sind in der Regel keine Werte direkt messbar, daher wird die Dissipationsrate unter Verwendung von  $k$  und dem turbulenten Längenmaß  $L_T$  bestimmt.

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{L_T} \quad (3.60)$$

Für die in dieser Arbeit durchgeführten numerischen Simulationen wurde jeweils der Turbulenzgrad am Einströmrand vorgegeben.

- Ausströmrand

Am Ausströmrand wird angenommen, dass der Gradient der Geschwindigkeit in Strömungsrichtung gleich Null ist (Neumannsche Randbedingungen). Für die Simulationen wurde ein Referenzdruck von  $0Pa$  als Bezugsgröße der Drücke angesetzt. Im Bereich des Ausströmrandes besteht keine Druckerhöhung, somit ist eine ungestörte Ausströmbedingung gegeben.

- Wand mit Haftbedingung

Bei der Verwendung von Turbulenzmodellen ist die Behandlung der Randbedingung an einer Wand eine weitere Herausforderung. Da im Bereich einer Wand eine sehr dünne, laminare Unterschicht existiert, gelten in diesem Bereich die Annahmen des Turbulenzmodells nicht mehr. Diesem Problem kann jedoch durch eine hinreichend feine Gitterauflösung begegnet werden. Zusätzlich ist eine Modifikation des Turbulenzmodells nötig. Dies wird durch sog. Low-Re-Modelle realisiert, so auch bei dem in dieser Arbeit verwendeten SST Turbulenzmodell [5]. Ein detaillierter Überblick bzgl. dieser Thematik

ist in [51] gegeben. Demnach nimmt die Strömungsgeschwindigkeit unmittelbar an der Oberfläche die Geschwindigkeit der Wand an. Des Weiteren werden keine Geschwindigkeitskomponenten und keine Änderung der Strömungsgeschwindigkeit senkrecht zur Wand zugelassen.

Mit ansteigender Reynoldszahl wird die laminare Unterschicht immer schmäler. Die Low-Re-Modellierung ist somit nicht mehr geeignet, da hieraus für die Auflösung der extrem großen Gradienten eine sehr große Zellanzahl resultieren würde. Für hohe Reynoldszahlen (Großausführung) werden daher Wandfunktionen verwendet, die den Verlauf aller Strömungsgrößen im wandnahen Bereich alleine durch die Wandschubspannung  $\tau_w$  parametrisieren. Diese Methode basiert auf dem Hintergrund eines logarithmischen Wandgesetzes, das wie folgt beschrieben werden kann.

$$u^+ = \frac{\bar{v}_t}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln y^+ + E \quad (3.61)$$

Hiernach verhält sich die Geschwindigkeit außerhalb der laminaren Unterschicht in einem gewissen Bereich logarithmisch.  $\bar{v}_t$  beschreibt die mittlere Geschwindigkeitskomponente parallel zur Wand und  $u_\tau = \sqrt{|\tau_w|/\rho}$  ist die sog. Schubspannungsgeschwindigkeit. Des Weiteren ist  $\tau_w$  die Wandschubspannung,  $\kappa = 0,41$  die Kármán-Konstante und  $E$  bezeichnet eine Modellkonstante zur Beschreibung der Dicke der viskosen Unterschicht.  $y^+$  ist der dimensionslose Wandabstand, der wie folgt beschrieben wird:

$$y^+ = \frac{\rho \cdot u_\tau \cdot y}{\mu} \quad (3.62)$$

Aus der Annahme des lokalen Gleichgewichts zwischen Produktion und Dissipation turbulenter kinetischer Energie sowie eines konstanten Verlaufs der Reynoldsschen Spannungen folgt für die Wandschubspannung im Bereich  $30 \leq y^+ \leq 300$  die Beziehung:

$$u_\tau = C_\mu^{1/4} \cdot \sqrt{k} \quad (3.63)$$

Unter Verwendung des Wandgesetzes folgt Formel 3.64. Die Wandschubspannung kann folglich als Randbedingung für die Impulsgleichung verwendet werden [33].

$$\tau_w = \rho \cdot u_\tau^2 = \rho \cdot u_\tau \cdot C_\mu^{1/4} \cdot \sqrt{k} = \frac{\bar{v}_t}{u^+} \cdot \rho \cdot C_\mu^{1/4} \cdot \sqrt{k} = \frac{\bar{v}_t \cdot \kappa \cdot \rho \cdot C_\mu^{1/4} \cdot \sqrt{k}}{\ln y^+ + \kappa \cdot B} \quad (3.64)$$

Ein Nachteil dieser Methode ist, dass im Vorhinein Strömungsinformationen für die Gittergenerierung benötigt werden. In dem verwendeten Programmpaket ANSYS CFX

werden sogenannte skalierbare Wandfunktionen verwendet, hierbei werden für den Fall sehr kleiner Geschwindigkeiten (z. B. Staupunkt) Korrekturen in der Wandfunktion vorgenommen [5].

- Wand ohne Haftbedingung

Dieser Randbedingungstyp wird für alle Ränder verwendet, die neben dem Ein- und Ausströmrand das Simulationsgebiet begrenzen und nicht an eine Oberfläche eines weiteren Strömungsgebiets grenzen. Des Weiteren wird dieser Typ Geometrieteilen zugewiesen, die als ideal glatt (ohne Reibungseffekte) anzusehen sind. In der numerischen Simulation des Freifahrtversuchs wurde dieser Randbedingungstyp für den äußeren Zylinder des ortsfesten Strömungsgebiets verwendet, da dieser ausschließlich zur Begrenzung des Rechengebiets dient und keine Oberfläche im eigentlichen Sinne darstellt. Bei der reibungsfreien Wandrandbedingung wird die orthogonale Geschwindigkeitskomponente der Strömung und deren Gradient bei den direkt an der Wand liegenden Zellen gleich Null gesetzt. Die Oberfläche ist überdies frei von Schubspannungen ( $\tau = 0$ ).

- Schnittstellen

Wird für die numerische Simulation das Rechengebiet in zwei oder mehrere Teilgebiete unterteilt, so können diese Teilgebiete durch die Verwendung von sog. Interfaces numerisch miteinander verknüpft werden. Hierbei werden die Gleichungen der Teilgebiete numerisch gekoppelt gelöst. An den Berührflächen der Teilgebiete ist eine gleiche Knotenzahl nicht zwingend erforderlich, so dass z. B. ein feines Netz auf ein gröberes Netz stoßen kann. Dieses Vorgehen wurde für den numerischen Freifahrtversuch verwendet, da der Propellerflügel (rotierendes Gebiet) ein deutlich feiner aufgelöstes Rechengebiet benötigt als der ortsfeste Bereich (Strömungsgebiet).

Die Kopplung eines rotierenden und eines ortsfesten Gebiets kann auf verschiedene Arten durchgeführt werden. Eine Möglichkeit besteht in der Verwendung gleitender Interfaces, hiermit können instationäre Effekte gut abgebildet werden, so z. B. bei der Simulation eines Propellers im Nachstrom eines Schiffs. Für die Untersuchung des freifahrenden Propellers ist ein weitaus weniger rechenintensives Vorgehen möglich. Die quasistationäre Berechnung betrachtet eine Momentanaufnahme des Strömungsvorgangs. Die beiden Teilgebiete werden in einer relativen Position zueinander fixiert, d. h. die Winkelstellung des Rotorgebiets ändert sich während der Berechnung nicht. Die Effekte durch die Rotation des Propellerflügels werden in Form von Tangentialgeschwindigkeiten, sowie Zentrifugal- und Corioliskräften ausschließlich mathematisch durch das Modell des numerischen Rechenverfahrens berücksichtigt. Des Weiteren werden die Wechselwirkungen zwischen beiden Teilgebieten berücksichtigt.

Kann bei der Untersuchung einer Propellergeometrie die Periodizität in Umfangsrichtung aufgrund einer homogenen axialen Anströmung des freifahrenden Propellers ausgenutzt werden, so müssen jedoch Interfaces die Wechselwirkungen mit den anderen Flügeln sicherstellen. Dies bedeutet, dass die Strömungsgrößen des einen Randes an die dazugehörige Schnittebene auf der anderen Seite übergeben werden müssen. Dies wird durch Anwendung einer räumlichen periodischen Randbedingung realisiert. Durch dieses Vorgehen kann der Rechenaufwand erheblich reduziert werden.

### **3.2.5 Vernetzungsstrategie**

Die Bestimmung von Maßstabseffekten mittels numerischer Verfahren stellt höchste Anforderungen an die Genauigkeit der Rechenergebnisse. Daher sind hohe Maßstäbe an die Qualität der zu untersuchenden CAD Geometrien (u. a. Propellerflügel) sowie an die Diskretisierung des Rechengebiets zu stellen. Insbesondere ist die Einhaltung der Topologie bei der Erstellung des Rechengitters zu beachten, um die Vergleichbarkeit der berechneten Ergebnisse zu gewährleisten. Im wandnahen Bereich muss die Verteilung der Gitterpunkte an die zu erwartende Grenzschichtdicke bei der jeweiligen Reynoldszahl angepasst werden. Die hinreichende Genauigkeit des Rechengitters kann jedoch erst ermittelt werden, wenn die Simulationsergebnisse vorliegen. Daher muss eine Analyse der Punkteverteilung im Raum nach der Berechnung erfolgen. Falls erforderlich, ist die Verteilung anzupassen.

Für die Diskretisierung des Volumengebiets gibt es unterschiedliche Elementtypen (u. a. Tetraeder, Pentaeder und Hexaeder). Jeder Elementtyp besitzt unterschiedliche Vor- und Nachteile. So ist es z.B. bei der Vernetzung sehr einfach, mit Tetraederelementen eine Automatisierung bei der Diskretisierung des Strömungsgebiets zu erreichen. Jedoch steigt die Elementanzahl an und somit die Rechenzeit bei Verwendung von Tetraederelementen gegenüber Gittern in Hexaederform. Außerdem benötigen einige Turbulenzmodelle spezielle Elementtypen. Eine Übersicht zu den verschiedenen Diskretisierungsmöglichkeiten ist u. a. in [12] gegeben. Die Anwendung des zuvor beschriebenen Transitionsmodells erfordert die Diskretisierung des Rechengebiets mittels Hexaederelementen.

Im Folgenden werden einige Hinweise für die Erstellung eines Gitters mit Hexaederelementen gegeben. Die blockstrukturierte Vernetzung mit hexagonalen Zellen ist, bei komplex aufgebauten Geometriestrukturen, wie z. B. Propellerflügeln, keine triviale Aufgabe. Dabei sind für eine qualitativ hochwertige Lösung bei der Netzgenerierung einige wichtige Dinge zu beachten.

Die Verteilung der Knoten ist den Strömungsverhältnissen anzupassen, d.h. die Zellen sind in Richtung der Strömungsgradienten fein aufzulösen. Dies gilt insbesondere für Grenzschichten und Strömungsbereiche stromab der Geometrie, ebenso jedoch in Strömungsrichtung entlang

der Geometrie. Hier wird die Ein- und Austrittskante im Vergleich zu großen Teilen der Geometrie feiner aufgelöst.

Die Form jeder Zelle sollte möglichst einem gleichseitigen Hexaeder entsprechen. Das bedeutet konkret, dass kleine Winkel durch geeignete Hilfsmittel (z.B. durch die Erstellung eines O-Gitters) vermieden werden.

Der Längenunterschied zwischen kürzester und längster Seite einer Zelle sollte nicht übermäßig groß sein. Die Qualität der Lösung leidet besonders, wenn sehr flache lange Zellen zusätzlich tordiert sind. Zur Qualitätsüberprüfung dient die Berechnung der Determinante der Zellen.

Des Weiteren spielt, wie bereits in der Beschreibung der Wandrandbedingung angedeutet, die Länge der ersten Zelle in orthogonaler Richtung zu einer Oberfläche mit Haftbedingung eine entscheidende Rolle, da die Qualität der Lösung durch einen zu großen Wandabstand beeinträchtigt werden kann. Die Optimierung dieser Zellgröße ist mit Hilfe des dimensionslosen Wandabstands  $y^+$  möglich. Der  $y^+$  Wert ist abhängig von der tangentialen Spannungskomponente im Bereich zwischen der Oberfläche mit Haftbedingung und der ersten Zelle. Diese tangentielle Spannungskomponente resultiert aus der Änderung der tangentialen Strömungsgeschwindigkeit orthogonal zur Geometrieoberfläche. Der Gradient der Strömungsgeschwindigkeit und folglich die tangentielle Spannung lässt sich durch eine Verringerung des Abstands der ersten Zellen zur Oberfläche reduzieren. Auf diese Weise kann der  $y^+$  Wert netzabhängig angepasst werden.

Es gibt eine Reihe weiterer Qualitätskriterien, die bei der Erstellung eines Gitters berücksichtigt werden können. Es hat sich jedoch gezeigt, dass durch die Berücksichtigung der genannten Punkte ein qualitativ hochwertiges Rechengitter entsteht, das zu einer stabilen Lösung mit gut auskonvergierten Ergebnissen führt.

Die Verwendung des Transitionsmodells stellt weitere Bedingungen an das zu verwendende Gitter [5], da andernfalls die Ergebnisse verfälscht werden könnten. Es wird u. a. empfohlen, in Strömungsrichtung entlang einer Oberfläche mit Haftbedingung zwischen 75 und 100 Gitterknoten anzuordnen, damit der Umschlagprozess detailliert simuliert werden kann.

Des Weiteren soll sich die Zelllänge zweier benachbarter Zellen nicht sprunghaft ändern, d.h. der Faktor, der für das Verhältnis der Längen aneinander liegender Zellen steht, sollte einen Wert nahe 1 besitzen. Auch für die Länge der ersten Zelle in orthogonaler Richtung zu einer Oberfläche mit Haftbedingung sind zusätzliche Hinweise vorhanden. Der dimensionslose Wandabstand soll im Bereich  $0,001 < y^+ < 5$  liegen, eine Überschreitung könnte den Umschlagbereich in Richtung stromab verschieben, wohingegen bei kleineren Werten ( $y^+ < 0,001$ ) der Umschlagbereich früher eintreten könnte.

Für die Erstellung der Volumengitter wurde das Programm ANSYS ICEM CFD [6] verwendet.

### 3.2.6 Numerisches Lösungsverfahren

Bei dem eingesetzten Programmpaket zur Strömungsberechnung ANSYS CFX 11.0 [5] handelt es sich um ein Verfahren basierend auf der Finite-Volumen-Methode zur Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen. Die diskretisierten Gleichungen erfüllen dadurch die den kontinuumsmechanischen Bewegungsgleichungen zugrundeliegenden Erhaltungsprinzipien. Aufgrund dieser konservativen Eigenschaften eignen sie sich besonders gut zur Behandlung strömungsmechanischer Problemstellungen.

Für die numerische Simulation der in dieser Arbeit untersuchten Körper wird das Rechenggebiet, wie zuvor beschrieben, mittels einer Vernetzung in finite Kontrollvolumen aufgeteilt. Die Erhaltungsgleichungen werden über die Kontrollvolumina integriert. Durch Anwendung des Gausschen Satzes auf die integrale Form entstehen Oberflächenintegrale, die mit Hilfe des Zentralknotenverfahrens (ZDV) bzw. einer Kombination aus diesem Verfahren 2. Ordnung und einem Verfahren 1. Ordnung (Aufwindknotenverfahren) diskretisiert werden. Das kombinierte Verfahren wird in ANSYS CFX als „High Resolution“ Verfahren bezeichnet und kann lokal zwischen den jeweiligen Diskretisierungsverfahren wechseln. Hierdurch kann die Stabilität des Lösungsverfahrens deutlich verbessert werden. In dieser Arbeit wurde das kombinierte Verfahren verwendet, für die Beurteilung der Simulationsergebnisse ist daher das Verhältnis von Konvektion und Diffusion (Zell Pecletzahl  $Pe$ ) zu beachten, da bei einer  $Pe \geq 2$  die Genauigkeit der Lösung durch die Verwendung des Aufwindknotenverfahrens leidet.

Zur Lösung der Gleichungen für die drei Komponenten der Geschwindigkeit und den Druck gibt es zwei grundsätzliche Herangehensweisen, zum einen die iterative Berechnung und zum anderen die Möglichkeit, die Gleichungen simultan in einem System zu lösen. Die zweite Variante wird in ANSYS CFX verwendet. Hiermit gewinnt das Lösungsverfahren an mathematischer Stabilität, jedoch wird diese durch eine längere Rechenzeit pro Iteration sowie einen größeren benötigten Speicher erkauft, da die zu lösende Matrix im Vergleich zu der iterativen Vorgehensweise größer wird.

Mittels dieses Lösungsverfahrens, dem die in diesem Kapitel beschriebenen Verfahren zu Grunde liegen, können stationäre, instationäre und quasistationäre Strömungsprobleme iterativ gelöst werden. Bei den in dieser Arbeit untersuchten „einfach geformten“ Geometrien (ebene Platte, 2D-Profil und 3D-Flügel) ist von einem grundsätzlich stationären Strömungsverhalten auszugehen. Bei der numerischen Berechnung eines Propellers handelt es sich aufgrund der homogenen Anströmung um ein (quasi)stationäres Problem.



## 4 Voruntersuchung an einfach geformten Geometrien

Für die Entwicklung eines Umrechnungsverfahrens zur Berücksichtigung der Maßstabeffekte an Schiffspropellern sind mehrere Voruntersuchungen bzgl. Turbulenzmodell, Gittergenerierung und Randbedingungen durchzuführen. Die Modellversuche von freifahrenden Propellern werden größtenteils in dem Reynoldszahlbereich durchgeführt, in welchem der Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung zu erwarten ist. Da allgemein Schiffspropellergeometrien recht komplex geformt sind, u. a. eine radial veränderliche Sehnenlänge und Steigung der Profilschnitte des Propellerflügels aufweisen, ist es ratsam, grundsätzliche Fragestellungen bzgl. des in dieser Arbeit in der numerischen Berechnung verwendeten Turbulenzmodells in Verbindung mit dem Transitionsmodell zunächst an einfachen Geometrien zu untersuchen. Hierbei handelt es sich um drei Geometrien: eine ebene, einseitig überströmte Platte, ein NACA-Profil 66-009 sowie einen NACA-Flügel 16020. Die jeweiligen Berechnungen wurden unter stationären Bedingungen durchgeführt.

### 4.1 Ebene, einseitig überströmte Platte

Die Untersuchung der einseitig überströmten ebenen Platte mit der Dicke Null dient zur Untersuchung des Einflusses der Strömungsgeschwindigkeiten auf die Änderung der Strömungsverhältnisse (laminar/turbulent). Die jeweils untersuchte Strömungsgeschwindigkeit wurde mittels der Reynoldszahl bestimmt.

Für die numerische Berechnung wurde eine ideal glatte Platte der Länge  $L = 1,0m$  und Breite  $B = 0,1m$  angenommen und in ein Rechengebiet integriert. Die Abmessungen des Rechengebiets entsprechen Erfahrungswerten, die in Abhängigkeit zur charakteristischen Länge ( $L$ ) der untersuchten Geometrie stehen. Hierdurch konnte die Zellanzahl und somit die Rechenzeit auf einem akzeptablen Niveau gehalten werden. Das Volumen des Rechengebiets wurde mit einem blockstrukturierten Netz in Hexaederform (H-Typ-Gitter) diskretisiert, umfasst 277.200 Zellen und ist nach den Anmerkungen zur Gittergenerierung in Kapitel 3.2.5 erstellt worden.

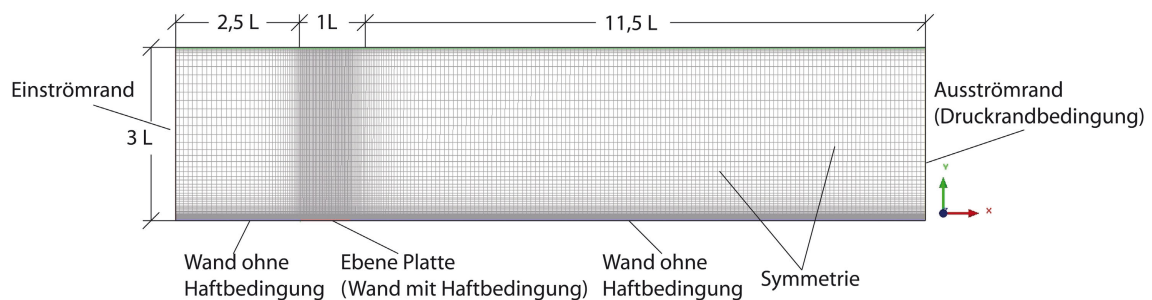


Abb. 4.1: Ebene Platte - Rechengebiet mit Randbedingungen, Abmessungen und Netzstruktur

Abb. 4.1 zeigt das Rechengebiet inklusive Randbedingungen, Abmessungen und der Struktur des verwendeten Netzes. Das Netz wurde für die jeweils untersuchte Geschwindigkeit angepasst, hierdurch konnte im Umschlagbereich ( $1,5 \cdot 10^6 < Re < 1 \cdot 10^7$ ) der dimensionslose Wandabstand  $y^+ < 1$  gehalten werden, für größere Reynoldszahlen wurde  $y^+ < 5$  erreicht. Da der Einströmrand  $2,5L$  von der Platte entfernt ist und die am Zustrom vorgegebene Turbulenz von 5% über die Strecke bis zur Platte deutlich abnimmt, ist in dieser Untersuchung von einer natürlichen Transition ( $Tu < 1\%$ ) auszugehen.

Die Charakteristik der Strömung und somit der Anteil laminarer und turbulenter Strömung auf einer Oberfläche mit Haftbedingung lässt sich mit Hilfe der Analyse der Wandschubspannung dokumentieren. Da ein direkter Zusammenhang zwischen der Reynoldszahl und dem Reibungsbeiwert  $C_f$  besteht, sind Abb. 4.2 und Abb. 4.3 geeignete Darstellungen zur Erläuterung der verschiedenen Strömungscharakteristika. Abb. 4.2 zeigt den Reibungsbeiwert, der aus der Integration der Wandschubspannung über der Fläche mittels Formel 3.5 bestimmt wurde, jeder im Diagramm vorhandene Punkt entspricht folglich einer Berechnung.

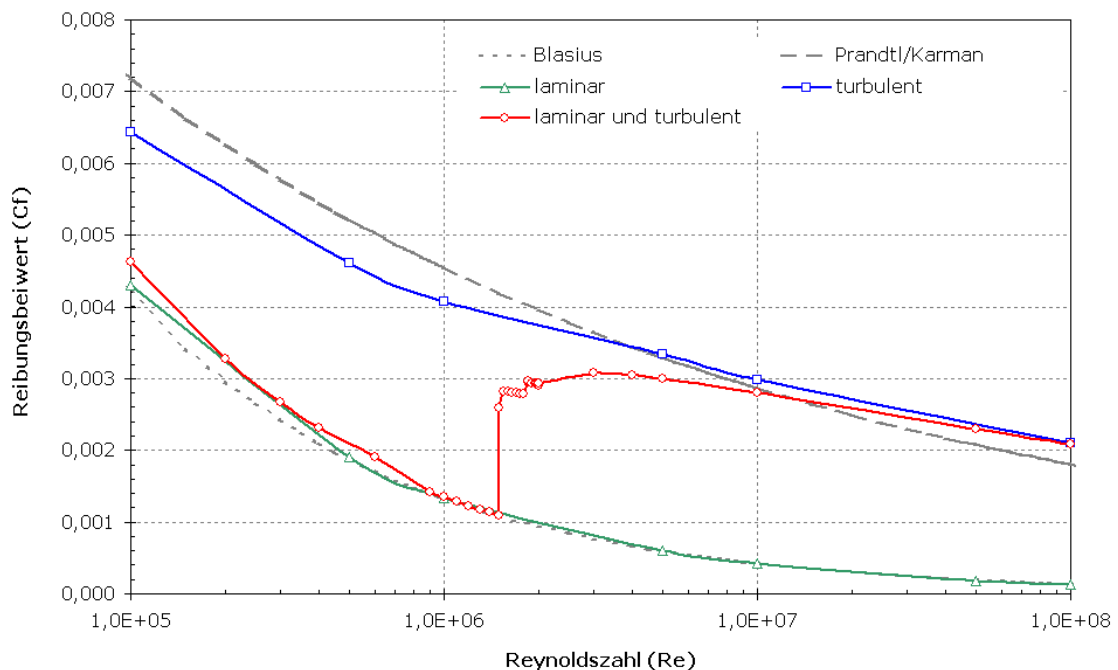


Abb. 4.2: Ebene Platte - Veränderung des Reibungsbeiwerts  $C_f$  in Abhängigkeit von  $Re$

Die Blasius-Linie beschreibt das Verhalten der laminaren Grenzschicht. Mit zunehmender Reynoldszahl reduziert sich bei gleich bleibender Strömungscharakteristik der Reibungsbeiwert  $C_f$ . Die durch die laminare Grenzschicht hervorgerufene Reibung ist gegenüber einer turbulenten Strömung geringer. Im Transitionsbereich der Grenzschichtströmung führt eine geringe Erhöhung der Reynoldszahl zu einer sprunghaften Änderung des Strömungscharakters vom laminaren zum turbulenten Verhalten. Der Reibungsbeiwert in der Grenzschicht der reibungsbehafteten Platte verläuft anschließend im turbulenten Bereich auf einem höheren Niveau, der

so genannten Prandtl- bzw. von Kármán-Linie. Die numerische Berechnung wurde sowohl mit einem Ansatz für laminare, vollturbulente (SST) als auch transitionale Strömung (SST mit Transitionsmodell) durchgeführt. Die Ergebnisse der teilturbulenten Lösungsmethode (rot) orientieren sich bei niedrigen Reynoldszahlen an dem Verlauf des Reibungsbeiwerts der laminaren Berechnung (grün). Bei  $Re \geq 1,5 \cdot 10^6$  findet der Strömungsumschlag von der laminaren zur turbulenten Charakteristik statt. Dies geschieht anfangs schlagartig. Im weiteren Verlauf nähert sich die Kurve der teilturbulenten Ergebnisse asymptotisch dem Verhalten einer vollturbulent berechneten Lösung (blau) an, bis die Kurven bei  $Re \approx 1,0 \cdot 10^7$  nahezu deckungsgleich sind.

Abb. 4.3 zeigt für einige ausgewählte Reynoldszahlen noch detaillierter den Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf den Strömungsumschlag. Der lokale Reibungsbeiwert  $C_f$  ist hier über die normierte Plattenlänge anhand einer Punktwolke, die zwischen Vorder- ( $x/L = 0$ ) und Hinterkante ( $x/L = 1$ ) auf der Oberfläche verläuft, aufgetragen. Es zeigt sich, dass der Strömungsumschlag mit zunehmender Reynoldszahl auf der Oberfläche früher eintritt.

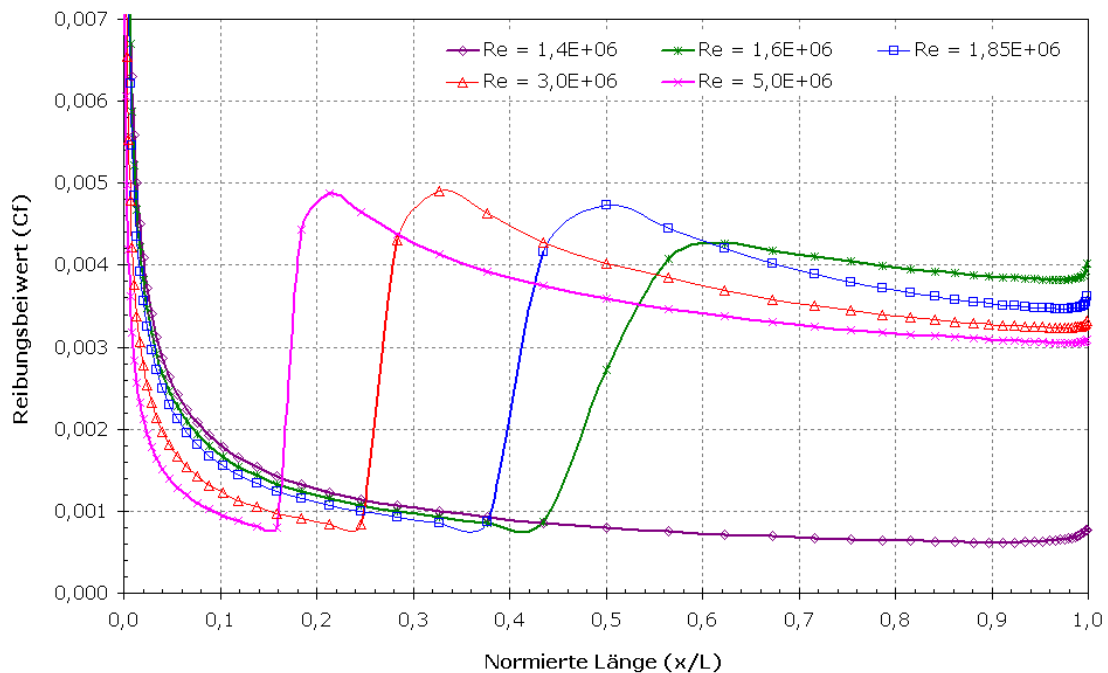


Abb. 4.3: Ebene Platte - Reibungsbeiwert (lokal)  $C_f$  für verschiedene Reynoldszahlen

Der Fall einer ebenen Platte wurde in zahlreichen Varianten untersucht, so u. a. auch von LANGTRY [20] und UNGER [48], die zu ähnlichen Ergebnissen kommen bzw. noch weitere Einflüsse (z. B. Turbulenzgrad) auf die Transition untersucht haben, dieser Einfluss wird in Kapitel 5.5.1 eingehender an einem Propeller untersucht. Der Fall der ebenen Platte bietet aufgrund der zahlreichen Untersuchungen eine gute Grundlage für die Validierung von Transitionsmodellen, siehe hierzu die Arbeit von UNGER [48].

## 4.2 NACA-Profil

Aufbauend auf den Ergebnissen aus der Untersuchung der ebenen Platte wurde das NACA-Profil 66-009 für die Anstellwinkel  $\alpha$  von  $0^\circ$ ,  $3^\circ$  und  $9^\circ$  mit dem Ansatz der transitionalen Strömung bei verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten berechnet. Der Anstellwinkel ist definiert durch die Profelsehne und die Richtung der ungestörten Anströmung (siehe Abb. 4.6). Das nicht angestellte ( $\alpha = 0^\circ$ ) symmetrische Profil wurde zusätzlich in vollturbulenter Strömung untersucht. Das Profil gehört zur 6er Reihe der NACA-Profile, das Gebiet des geringsten Drucks liegt von der Eintrittskante gesehen bei 60% der Sehnenlänge (bei null Auftrieb) und hat eine maximale Dicke von 9% der Sehnenlänge. In ABBOTT und DOENHOFF [1] sind für dieses Profil experimentelle Versuchsergebnisse für die Reynoldszahlen  $Re = 3,0 \cdot 10^6$ ,  $Re = 6,0 \cdot 10^6$ ,  $Re = 9,0 \cdot 10^6$  vorhanden, daher wurden hierfür weitere Anstellwinkel ( $1^\circ$ ,  $2^\circ$ ,  $4^\circ$ ,  $6^\circ$ ) numerisch untersucht.

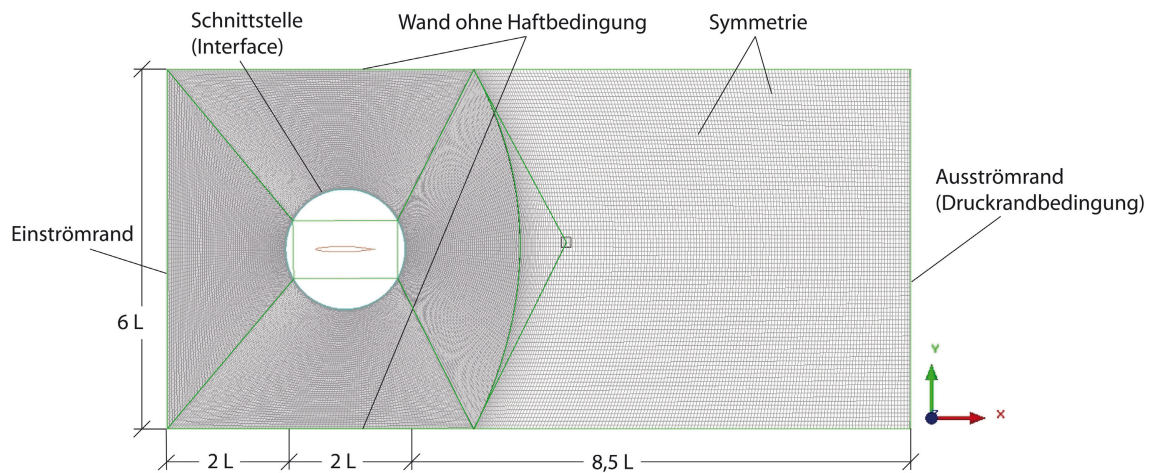


Abb. 4.4: NACA-Profil - Fernfeld, Rechengebiet mit Abmessungen und Struktur des Netzes

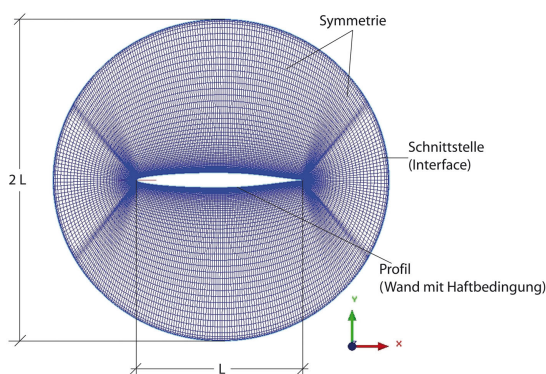


Abb. 4.5: NACA-Profil - Detailausschnitt des Nahfelds

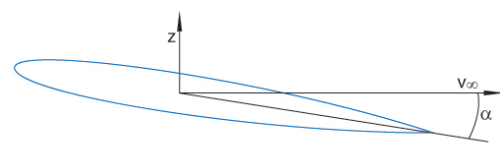


Abb. 4.6: Definition des Anstellwinkels  $\alpha$

Das Profil hat für die Untersuchung eine Länge  $L = 1,0m$  und Breite  $B = 0,1m$  und entgegen der Originalform an der Austrittskante eine endliche Dicke von  $0,002m$ . Für die numerische

Berechnung wurden zwei Teilgebiete erzeugt, das Profil wurde in einen Zylinder (Nahfeld) integriert, dadurch konnte die Variation des Anstellwinkels ohne Neuvernetzung vorgenommen werden. Der Zylinder ist wiederum in ein äußeres Strömungsgebiet (Fernfeld) eingepasst, die Kopplung der beiden Gebiete wurde über Schnittstellen realisiert (siehe Kapitel 3.2.4). Die Größe des Untersuchungsgebiets wurde anhand von Testrechnungen bestimmt. Hierbei wurde darauf geachtet, dass die Ränder keinen Einfluss auf die Umströmung sowie die Kräfte des Profils haben. Das Volumen des Rechengebiets wurden mit einem blockstrukturierten H- und O-Typ-Gitter diskretisiert. Das Nahfeld beinhaltet 334.400 Zellen und das Fernfeld ist mit rund 700.000 Zellen aufgelöst. Abb. 4.4 und Abb. 4.5 zeigen das Rechengebiet inklusive Abmessungen, Randbedingungen und der Struktur des verwendeten Netzes. Das Netz im Bereich um das Profil wurde für die untersuchten Geschwindigkeiten jeweils angepasst. Dadurch konnte für den dimensionslosen Wandabstand  $y^+$  im Bereich des Strömungsumschlags ein Wert um 1 erzielt werden, für größere Reynoldszahlen wurde  $y^+$  um 5 erreicht. Zwischen dem Einströmrand und der Vorderkante des Profils liegt eine Distanz von  $2,5m$ . Da die am Zustrom angenommene Turbulenz von 5% bis zur Vorderkante auf unter 1% absinkt, handelt es sich bei dieser Untersuchung um einen natürlichen Transitionsprozess (siehe Kapitel 3.1).

Abb. 4.7 zeigt den Verlauf von  $C_f$  bei verschiedenen Anstellwinkeln, aufgetragen über die Reynoldszahl für das NACA-Profil. Aufgrund der Grundturbulenz in der Strömung unterscheidet sich die Kurve, die den Reibungsbeiwert der einzelnen Berechnungen beschreibt, vom Verlauf der Blasius-Linie. Der Umschlag zum vollturbulenten Strömungsverhalten findet im Bereich von  $1,0 \cdot 10^6 < Re < 9,0 \cdot 10^6$  unter Beobachtung einer lokal signifikanten Zunahme von  $C_f$  statt. Zunächst ist der Umschlag bei den Berechnungen mit angestelltem Profil (ab  $Re \approx 5,0 \cdot 10^6$ ) festzustellen. Die Strömung um das nicht angestellte Profil verliert erst deutlich später ( $Re \approx 9,0 \cdot 10^6$ ) den noch vorhandenen laminaren Charakter. Turbulenzen entstehen aufgrund von Geschwindigkeitsgradienten in der Strömung. Diese treten infolge der Haftbedingung an der Körperoberfläche auf. Aus den Ergebnissen kann geschlussfolgert werden, dass die Anstellung des Profils zusätzliche Geschwindigkeits- und Druckgradienten hervorruft, woraus ein früherer Strömungsumschlag resultiert. Im Bereich  $Re \geq 1,0 \cdot 10^7$  sind die Ergebnisse der Berechnungen für verschiedene Anstellwinkel unter Verwendung des Transitionsmodells untereinander und gegenüber der vollturbulent berechneten Lösung übereinstimmend. Dabei liegt  $C_f$  für die Profilgeometrie im Vergleich zur Funktion von Prandtl auf etwas höherem Niveau.

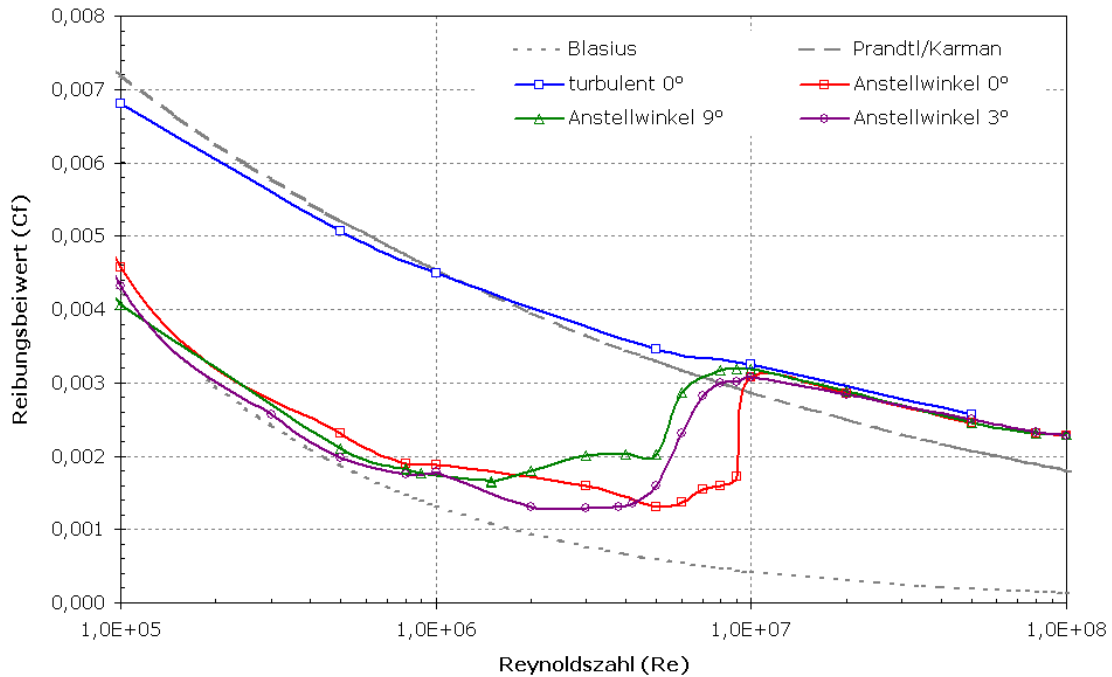


Abb. 4.7: NACA-Profil - Veränderung des Reibungsbeiwerts  $C_f$  in Abhängigkeit von  $Re$

Für eine detailliertere Auswertung des Strömungscharakters im wandnahen Strömungsbereich wurden reibungsbedingte Schubspannung und Turbulenzgrad näher untersucht. Der Reibungsbeiwert wurde auf der Profiloberfläche anhand einer Punktwolke, die die Kontur des Profils in  $x$ -Richtung beschreibt, ausgewertet und über die Sehnenlänge für  $0^\circ$  und  $3^\circ$  Anstellwinkel aufgetragen (Abb. 4.8 und Abb. 4.9). Parallel zur Analyse der Wandschubspannung war die Betrachtung des Turbulenzgrads hilfreich. Die Positionen, an denen auf der Profiloberfläche die Wandschubspannung ansteigt, entsprechen denjenigen, an denen der Turbulenzgrad in der Strömung zunimmt. Der sprunghafte Anstieg der beiden Größen fällt mit dem Strömungsumschlag zusammen. Somit sind sie ein Indikator zur Darstellung des Strömungsumschlags, dessen lokale Position von der Reynoldszahl, der Anstellung und der betrachteten Seite (Druck- (DS) oder Saugseite (SS)) des Profils abhängt. Abb. 4.10 zeigt den Turbulenzgrad in der Strömung um das nicht angestellte Profil und in Abb. 4.11 ist das Profil um  $3^\circ$  angestellt. Für das nicht angestellte Profil ist erwartungsgemäß festzustellen, dass der Strömungsumschlag mit steigender Reynoldszahl in Richtung Eintrittskante wandert. Für das angestellte Profil tritt der Strömungsumschlag stets auf der Saugseite früher als auf der Druckseite ein, da sich durch die Profilanstellung der Staupunkt von der Eintrittskante weg zur Druckseite bewegt. Daraus resultiert eine Eintrittskantenumströmung von der Druck- zur Saugseite. Die Umströmung der Profilverkante verursacht hohe Strömungsgeschwindigkeitsgradienten und in vielen Fällen einen Abriss der Strömung. Dieser ist für eine Störung der laminaren Strömung verantwortlich. Daraus resultiert, dass die Strömung auf der Saugseite gegenüber der Druckseite mit steigendem Anstellwinkel durchweg früher turbulent wird. Die Strömung auf der Druckseite hingegen

erfährt keine Umströmung der Eintrittskante und daher ist der Strömungsumschlag generell erst bei lokal größeren Reynoldszahlen zu beobachten.

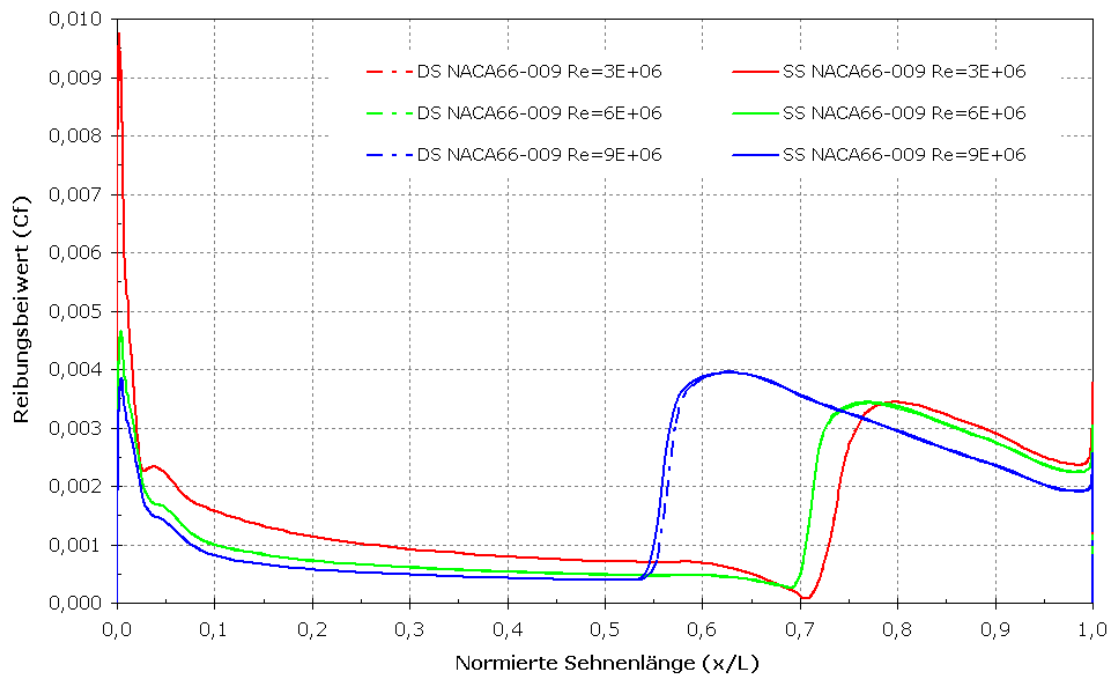


Abb. 4.8: NACA-Profil - Reibungsbeiwert, Profilanstellung  $0^\circ$

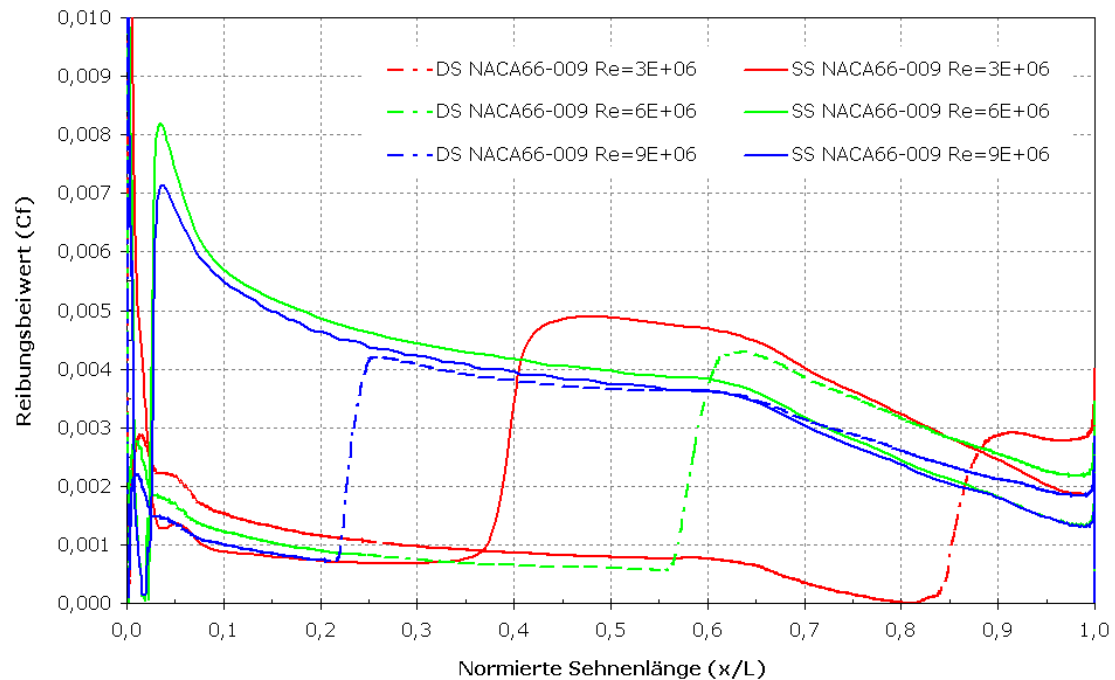


Abb. 4.9: NACA-Profil - Reibungsbeiwert, Profilanstellung  $3^\circ$



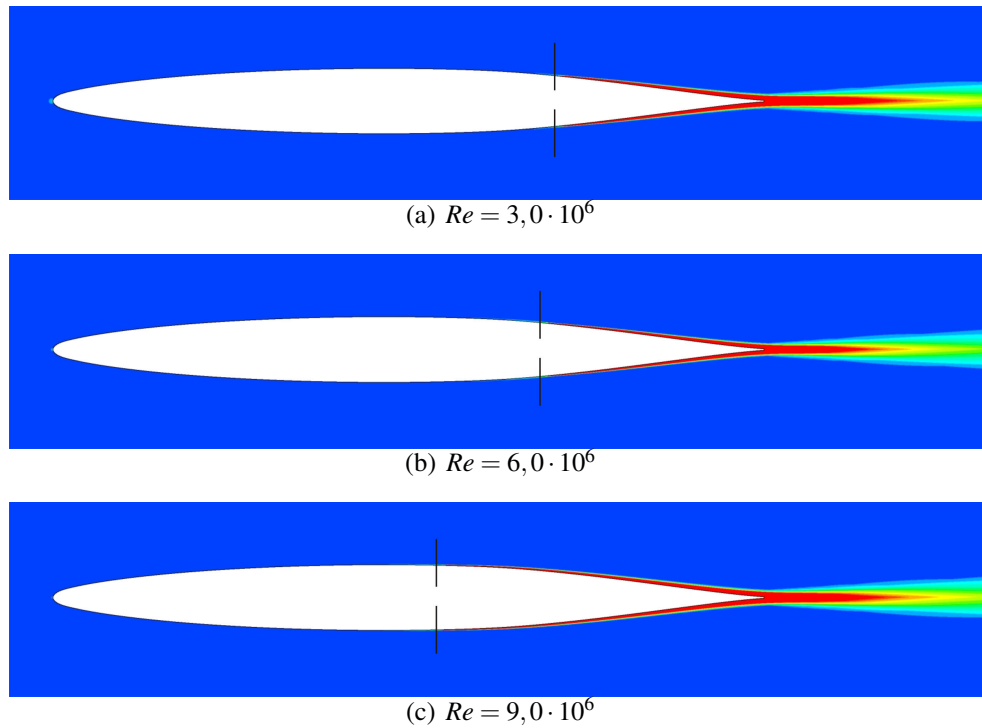


Abb. 4.10: NACA-Profil - Turbulenzgrad, Anstellwinkel  $0^\circ$

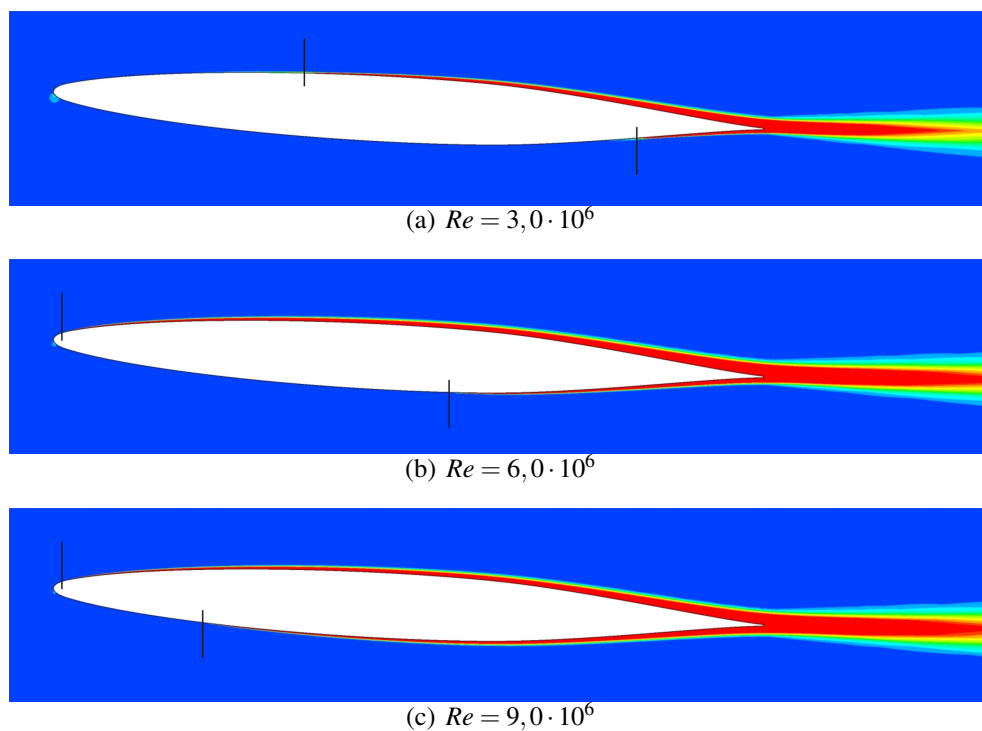
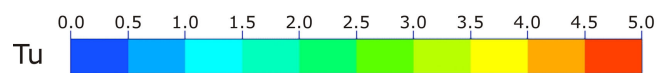


Abb. 4.11: NACA-Profil - Turbulenzgrad, Anstellwinkel  $3^\circ$



Die Strömungsbedingungen um das betrachtete Profil verändern sich wie beschrieben mit zunehmendem Anstellwinkel sowie der Strömungsgeschwindigkeit, wodurch sich in Abhängigkeit von den o. g. verschiedenen Faktoren der Ort des Strömungsumschlags verschiebt. In Tab. 4.1 ist der prozentuale Anteil der Lauflänge der laminaren Strömung und der lokalen Reynoldszahl des Umschlagbereichs für drei Anströmgeschwindigkeiten zusammengestellt. Die angegebene Reynoldszahl beschreibt stets die Reynoldszahl bezogen auf die Sehnenlänge des Profils.

Tab. 4.1: NACA-Profil - Position des Transitionsbereichs

Anströmgeschwindigkeit			Lauflänge (laminarer Anteil)		lokale Reynoldszahl (Transitionsbereich)	
Anstellwinkel	$Re$	$v$ [m/s]	Saugseite	Druckseite	Saugseite	Druckseite
0	3,0E+06	2,68	74 %	74 %	2,2E+06	2,2E+06
	6,0E+06	5,36	70 %	70 %	4,2E+06	4,2E+06
	9,0E+06	8,04	54 %	54 %	4,9E+06	4,9E+06
1	3,0E+06	2,68	59 %	76 %	1,8E+06	2,3E+06
	6,0E+06	5,36	26 %	48 %	1,6E+06	2,9E+06
	9,0E+06	8,04	12 %	20 %	1,1E+06	1,8E+06
2	3,0E+06	2,68	38 %	81 %	1,1E+06	2,4E+06
	6,0E+06	5,36	20 %	54 %	1,2E+06	3,2E+06
	9,0E+06	8,04	11 %	22 %	9,9E+05	2,0E+06
3	3,0E+06	2,68	39 %	85 %	1,2E+06	2,6E+06
	6,0E+06	5,36	3 %	58 %	1,8E+05	3,5E+06
	9,0E+06	8,04	3 %	22 %	2,7E+05	2,0E+06
4	3,0E+06	2,68	3 %	84 %	9,0E+04	2,5E+06
	6,0E+06	5,36	2 %	65 %	1,2E+05	3,9E+06
	9,0E+06	8,04	2 %	25 %	1,8E+05	2,3E+06
6	3,0E+06	2,68	2 %	86 %	6,0E+04	2,6E+06
	6,0E+06	5,36	3 %	86 %	1,8E+05	5,2E+06
	9,0E+06	8,04	2 %	28 %	1,8E+05	2,5E+06
9	3,0E+06	2,68	2 %	91 %	6,0E+04	2,7E+06
	6,0E+06	5,36	2 %	90 %	1,2E+05	5,4E+06
	9,0E+06	8,04	2 %	34 %	1,8E+05	3,1E+06

Es ist festzustellen, dass der Strömungsumschlag des nicht angestellten Profils auf beiden Seiten an identischen Profilkordinaten stattfindet. Die Verschiebung des Umschlagbereichs wird in diesem Fall nur durch die Strömungsgeschwindigkeit bewirkt. Der Transitionsbereich verschiebt sich jedoch nicht linear zur Reynoldszahl, d.h. der Bereich des Umschlags wandert bei der Verdopplung der Reynoldszahl von 74% auf 70% der Sehnenlänge und liegt somit nah beieinander, während sich der Umschlagbereich bei einer weiteren Erhöhung der Reynoldszahl um den identischen Betrag auf 54% der Sehnenlänge verschiebt, also deutlich stärker zur Eintrittskante hin. Die Anstellung des Profils wirkt wie bereits beschrieben auf den Strö-

mungsumschlag. Folglich haben die Strömungsgeschwindigkeit und der Anstellwinkel einen ausgeprägten Einfluss auf den Umschlag der Strömung.

Im Propellerfreifahrtversuch treten ebenfalls Veränderungen des Anstellwinkels auf, da sich infolge der verschiedenen Fortschrittsziffern (Geschwindigkeitsänderung) die Anströmung der Profile ändert. Aufgrund des zu untersuchenden Fortschrittszifferbereichs ist die transitionale Strömung im Modellpropellerversuch permanenten Veränderungen ausgesetzt. Um für einen definierten Anwendungsfall eine geeignete Profilgeometrie bestimmen zu können, sind u. a. Auftrieb  $L$  und Widerstand  $D$  von Interesse. Für das untersuchte Profil sind entsprechende Informationen aus experimentellen Untersuchungen u. a. in ABBOTT und DOENHOFF [1] vorhanden. Der Vergleich der Berechnungsergebnisse der viskosen Strömungen mit den veröffentlichten Auftriebsbeiwerten  $C_L = \frac{L}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_A^2 \cdot A}$  des Profils zeigt für die Strömungsgeschwindigkeiten ( $Re = 3,0 \cdot 10^6$ ,  $Re = 6,0 \cdot 10^6$ ,  $Re = 9,0 \cdot 10^6$ ) gute Übereinstimmungen (siehe Abb. 4.12) sowie nur geringe Änderungen für die unterschiedlichen Reynoldszahlen.

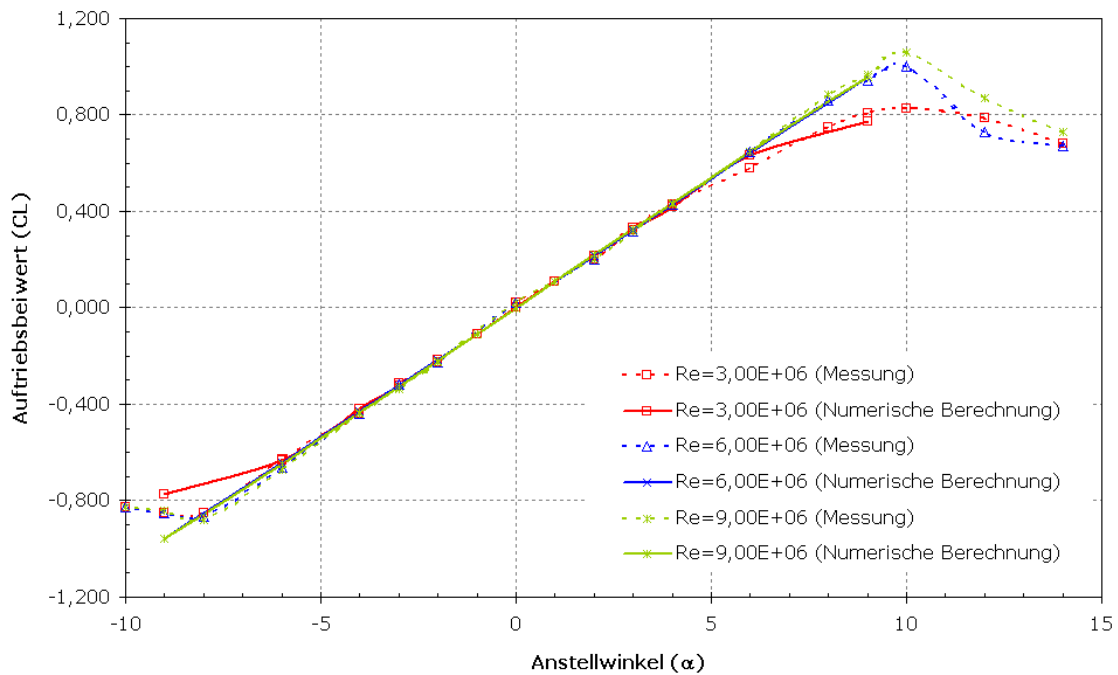


Abb. 4.12: NACA-Profil - Auftriebsbeiwert

Neben dem Auftrieb des Profils ist die Untersuchung der normal zu dieser Kraft entstehenden Komponente, dem Widerstand, für die Bewertung der Effektivität des Profils erforderlich. Der Vergleich der numerisch berechneten Widerstandsbeiwerte  $C_D = \frac{D}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_A^2 \cdot A}$  mit experimentellen Versuchsergebnissen (Abb. 4.13) zeigt bei  $Re = 3,0 \cdot 10^6$  und  $Re = 6,0 \cdot 10^6$  eine zufriedenstellende Übereinstimmung. Für die Rechnungen mit der höchsten Reynoldszahl ( $Re = 9,0 \cdot 10^6$ ) sind jedoch klare Unterschiede festzustellen. Hier liegt der Widerstandsbeiwert  $C_D$  der Berechnung durchweg über dem der Versuchsergebnisse. Die Differenzen sind u. a. auf die

unterschiedliche Grundturbulenz der Strömung in der numerischen Berechnung und den Messungen zurückzuführen, daraus resultiert eine näher an der Eintrittskante einsetzende Transition in der numerischen Berechnung, die folglich eine größere Reibungskraft hervorruft. Als weiterer möglicher Grund für die Unterschiede ist die numerische Diffusion zu nennen. Ferner ist anzumerken, dass die numerischen Berechnungen nur für positive Anstellwinkel durchgeführt wurden, da bei diesem Profil von einem symmetrischen Verhalten auszugehen ist. Die experimentellen Daten sind sowohl für positive als auch negative Anstellwinkel vorhanden und zeigen ein nicht durchweg symmetrisches Verhalten. Gründe hierfür könnten die Messtechnik oder der Versuchsaufbau sein; die technische Realisierung symmetrischer Bedingungen ist überdies höchst anspruchsvoll.

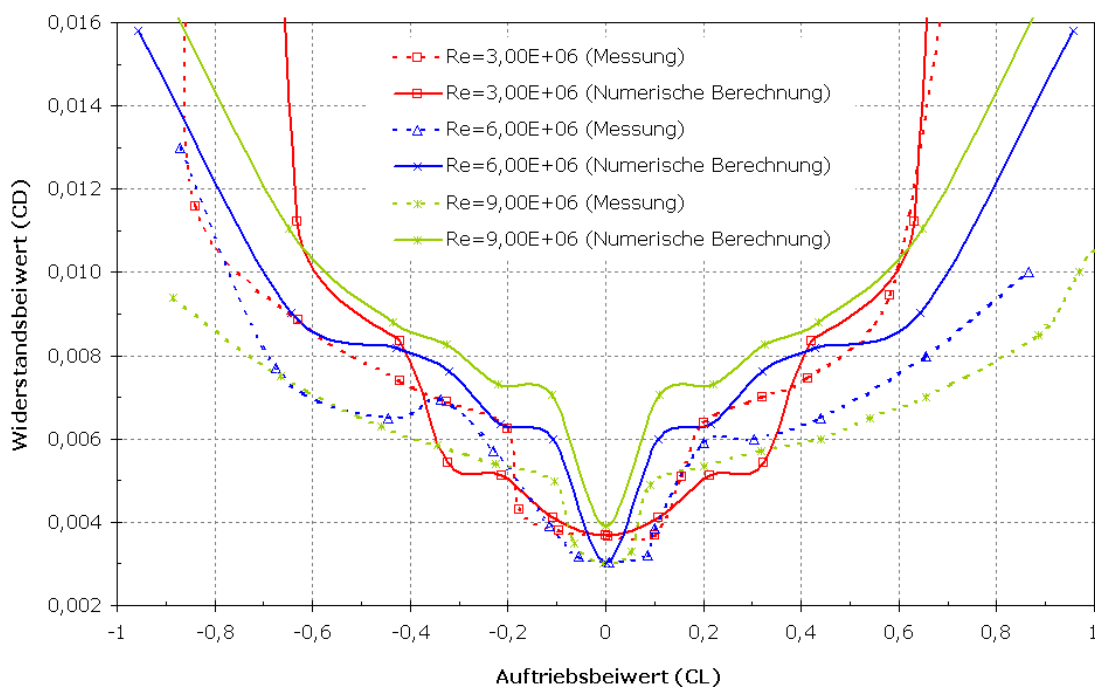


Abb. 4.13: NACA-Profil - Polardiagramm Widerstandsbeiwert/Auftriebsbeiwert

Wichtige Erkenntnisse über die Schub- und Kavitationseigenschaften des Profils können durch eine Betrachtung des Drucks gewonnen werden. Eine Überprüfung des Drucks auf eine mögliche Änderung infolge des Transitionsvorgangs ist daher auf Saug- und Druckseite von Interesse. Der Vergleich der Druckbeiwerte  $C_p$  (siehe Formel 4.1) auf der Oberfläche des 2D-Profiles zeigt für die untersuchten Reynoldszahlen nur geringe Änderungen für das nicht angestellte Profil, diese sind erst ab etwa der halben Sehnenlänge vorhanden. Für das um  $3^\circ$  angestellte Profil sind über die gesamte Sehnenlänge Unterschiede zwischen den Druckbeiwerten der untersuchten Reynoldszahlen vorhanden (Abb. 4.14). Der Druckbeiwert wird anhand der folgenden Formel bestimmt. Der Druck (Zähler) wird durch den Staudruck (Nenner) zur dimensionslosen Größe.

$$C_P = \frac{P}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_A^2} \quad (4.1)$$

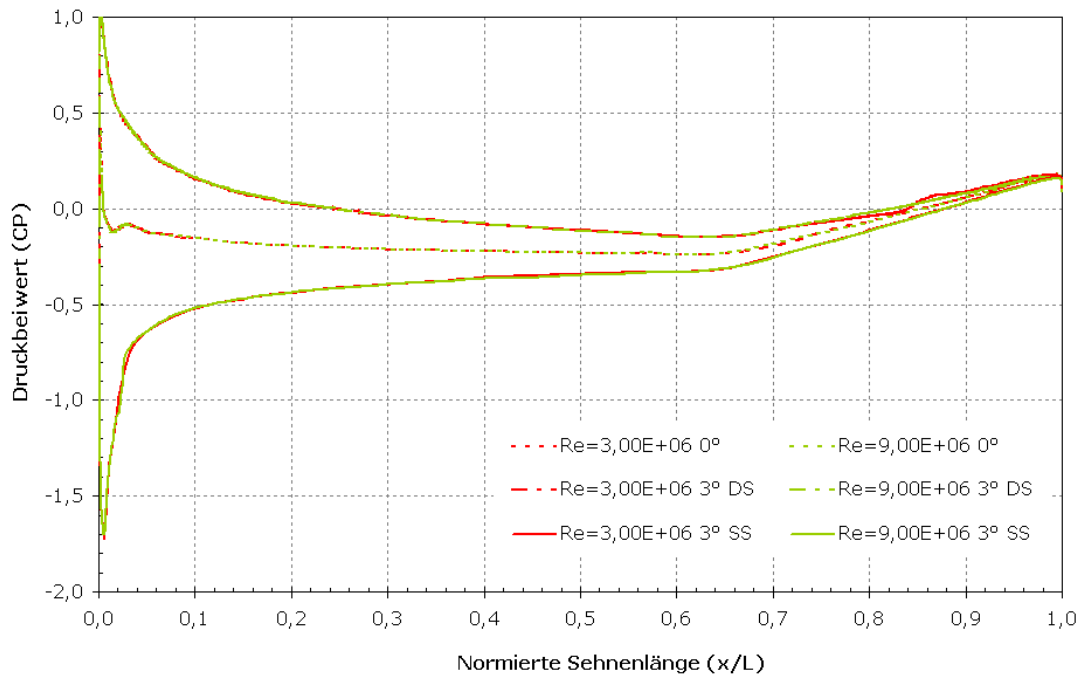


Abb. 4.14: NACA-Profil - Druckbeiwert für  $0^\circ$  und  $3^\circ$  Anstellwinkel

Abb. 4.15 zeigt die Differenz der Druckbeiwerte ( $\Delta C_P$ ) des Profils von  $Re = 9 \cdot 10^6$  minus  $Re = 3 \cdot 10^6$  dargestellt über die Sehnenlänge. Für das nicht angestellte Profil sind die bereits zuvor angedeuteten Unterschiede nunmehr klar zu erkennen. Diese fallen mit den reynoldszahlabhängigen Strömungsumschlägen zusammen, vgl. hierzu Abb. 4.8. Für das angestellte Profil sind die größten Unterschiede ebenfalls im Bereich des jeweiligen Strömungsumschlags festzustellen. Diese sind für die zugrundeliegenden Reynoldszahlen auf der Saugseite direkt an der Eintrittskante und bei  $x/L = 0,4$  sowie für die Druckseite bei  $x/L = 0,25$  und  $x/L = 0,85$ .

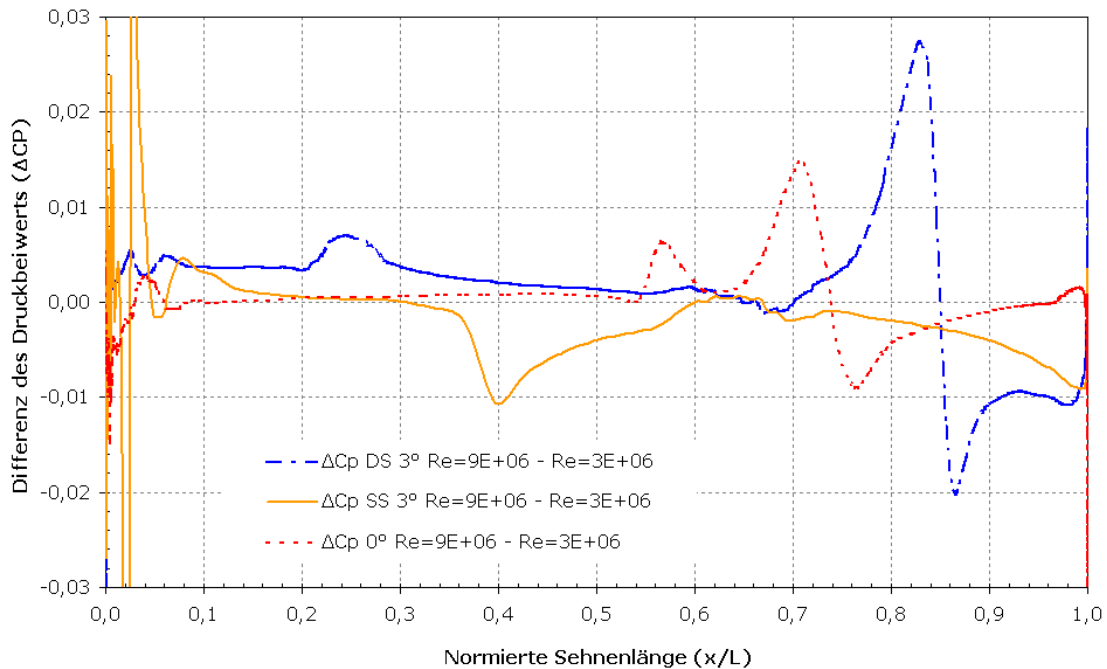


Abb. 4.15: NACA-Profil - Druckbeiwert (Differenz) für  $0^\circ$  und  $3^\circ$  Anstellwinkel

Aus dem Vergleich des Bereichs, an dem der Strömungsumschlag einsetzt, mit dem Bereich der Änderung des Drucks kann somit geschlussfolgert werden, dass der Druckunterschied u.a. aus der Veränderung der Strömungscharakteristik resultiert. Diese Aussage wird an dem folgenden Beispiel (NACA-Flügel) eingehender untersucht.

### 4.3 NACA-Flügel

Der NACA-Flügel besteht aus Profilen des Typs NACA 16-020, das Profil gehört zur NACA 1er Serie, hat eine maximale Dicke von 20% der Sehnenlänge und das Gebiet des geringsten Drucks liegt von der Eintrittskante gesehen bei 60% der Sehnenlänge (bei null Auftrieb). Der Flügel ist nicht wie das vorbeschriebene Profil beidseitig fest im Strömungsgebiet eingespannt, sondern hat aufgrund der halbelliptischen projizierten Fläche neben der variablen Sehnenlänge ein freies Flügelende. Dadurch tritt bei dieser Untersuchung der von Propellern bekannte Spitzenwirbel hervorgerufen durch die Druckausgleichsströmung auf. Des Weiteren wurde eine Grundfläche mit Haftbedingung in Anlehnung an die Propellernabe als Begrenzung des Rechengebiets eingeführt. Für die numerische Berechnung wurde um den Flügel herum ein Rechengebiet erstellt und der Flügel selbst um  $\alpha = -10,6^\circ$  angestellt. Das Volumen des Rechengebiets wurde mit einem blockstrukturierten H- und C-Typ-Gitter diskretisiert und beinhaltet 1.430.000 Zellen. Abb. 4.16 zeigt das Rechengebiet inklusive Abmessungen, Randbedingungen und der Struktur des verwendeten Netzes und Abb. 4.17 zeigt die Vernetzungsstrategie des nahen Flügelbereichs.

Der Flügel wurde für verschiedene Größen untersucht, um anhand dieser einfachen dreidimensionalen Flügelgeometrie erste Aussagen bzgl. des Maßstabeffekts bei Propellern treffen zu können. Der Flügel mit der Spannweite  $R = 0,125m$  ( $R = 1,5L$ , wobei  $1L$  der Sehnenlänge  $c$  entspricht, siehe Abb. 4.17) entspricht dem Radius eines Modellpropellers. Für diese Flügelgröße wurde sowohl das Umschlagmodell als auch der Berechnungsansatz für eine vollturbulente Strömung verwendet. Für die weiteren Flügelspannweiten  $0,25m$ ,  $0,5m$ ,  $1m$ ,  $2m$ ,  $3m$  und  $4m$  wurde die Strömung als vollturbulent angenommen, da erfahrungsgemäß der laminare Anteil aufgrund des Reynoldszahlbereichs in der Großausführung minimal ist, so dass bei den numerischen Berechnungen die Turbulenzmodellierung für vollturbulente Strömung hinreichend genau ist und darüberhinaus weniger Rechenzeit benötigt.

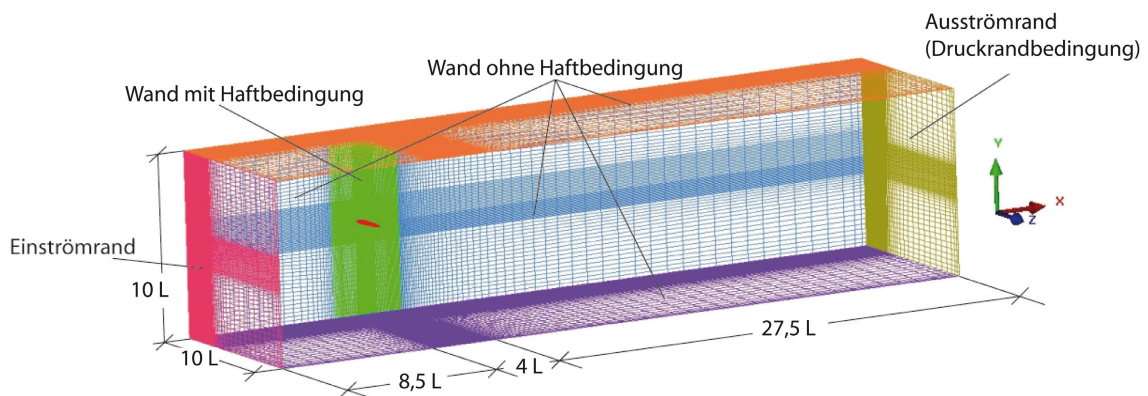


Abb. 4.16: NACA-Flügel - Rechengebiet inklusive Abmessungen und Randbedingungen

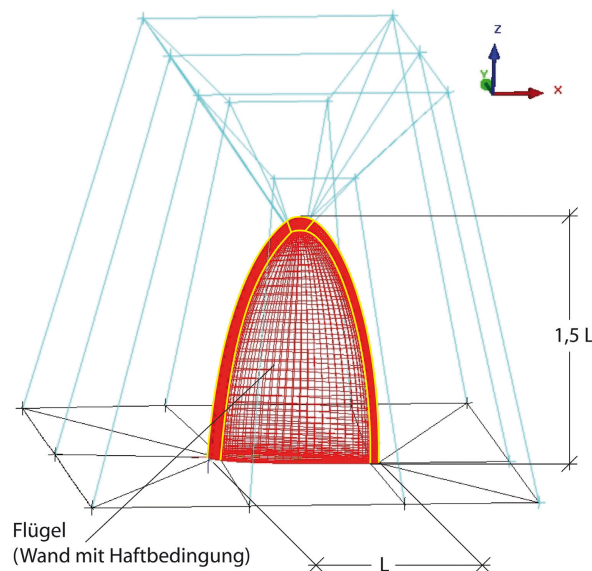


Abb. 4.17: NACA-Flügel - Nahbereich des Flügels inklusive Vernetzungsstrategie

Die verwendeten Strömungsgeschwindigkeiten wurden anhand der Sehnenlänge des Flügels bei  $z/R = 0,7$  und typischer Reynoldszahlgrößen bestimmt. Als Reynoldszahl für die Modellgröße wurde  $Re = 5,5 \cdot 10^5$  angenommen. Für die Großausführung ( $R = 4m$ ) wurde  $Re = 4,5 \cdot 10^7$

gewählt, die hieraus berechnete Strömungsgeschwindigkeit wurde für alle Großausführungen konstant gehalten, woraus eine Verringerung der Reynoldszahl von großen zu kleinen Flügelgrößen resultiert. Das Netz im Bereich um den Flügel wurde für die untersuchten Geometrien jeweils angepasst. Dadurch konnte bis zum Verhältnis  $z/R = 0,95$  für den dimensionslosen Wandabstand  $y^+$  ein Wert von 1 eingehalten werden, nur im Bereich der Flügelspitze wurde  $y^+ = 1$  überschritten. Am Einströmrand wurde eine Turbulenz von 5% vorgegeben und für die Geometrie in Modellgröße (Anwendung des Transitionsmodells) wurde angenommen, dass es sich in diesem Fall nicht um einen natürlichen Strömungsumschlag handelt, sondern um eine Bypass-Transition (siehe Kapitel 3.1), bei der ein Turbulenzgrad  $Tu > 1\%$  vorhanden ist. Dies wurde durch eine verzögerte Abnahme der am Einströmrand vorgegebenen Turbulenz realisiert.

Die Berechnungsergebnisse wurden hinsichtlich der Druckverteilung und der Wandschubspannung näher betrachtet, da aufgrund der Änderung dieser Größen erste Einschätzungen bzgl. des Maßstabeffekts getroffen werden können. Hierzu wurden der Druckbeiwert sowie der Reibungsbeiwert an ausgewählten  $z/R$  Verhältnissen ausgewertet.

Der NACA-Flügel besitzt aufgrund der variablen Sehnenlänge eine veränderliche Druckverteilung über die Spannweite  $R$ , am deutlichsten wird diese Änderung, die aus den verschiedenen gerichteten Orientierungen der Strömung und dem Normalenvektor der Geometrie resultiert, im Bereich der Flügelspitze  $z/R > 0,9$ . Abb. 4.18 zeigt exemplarisch den Druckbeiwert für die Modellgröße (Verwendung des Transitionsmodells in der numerischen Berechnung) aufgetragen über die normierte Sehnenlänge für ausgewählte  $z/R$  Verhältnisse. Der Druck ist maximal im Bereich der Eintrittskante sowohl auf der Druck- als auch auf der Saugseite und nimmt bis zur Austrittskante des Flügels ab. Der in Abb. 4.18 für das Modell dargestellte Verlauf des Druckbeiwerts ist auch für alle Berechnungen der Großausführungen ähnlich, auf der Druckseite besitzen die Druckbeiwerte etwa das gleiche Niveau und nur geringe Unterschiede, wohingegen auf der Saugseite mit anwachsender Flügelgröße die Differenz zum Modell sichtbar zunimmt. Die Zunahme der Differenz ist in Abb. 4.19 nur für die Saugseite und das Verhältnis  $z/R = 0,1$  als Detailausschnitt der Gesamtkurve abgebildet. Überdies zeigt Abb. 4.19, dass es einen Unterschied zwischen den Druckbeiwerten aus der Berechnung für das Modell mit Berücksichtigung des Transitionsmodells und der Modelluntersuchung mit Annahme einer vollturbulenten Strömung gibt.

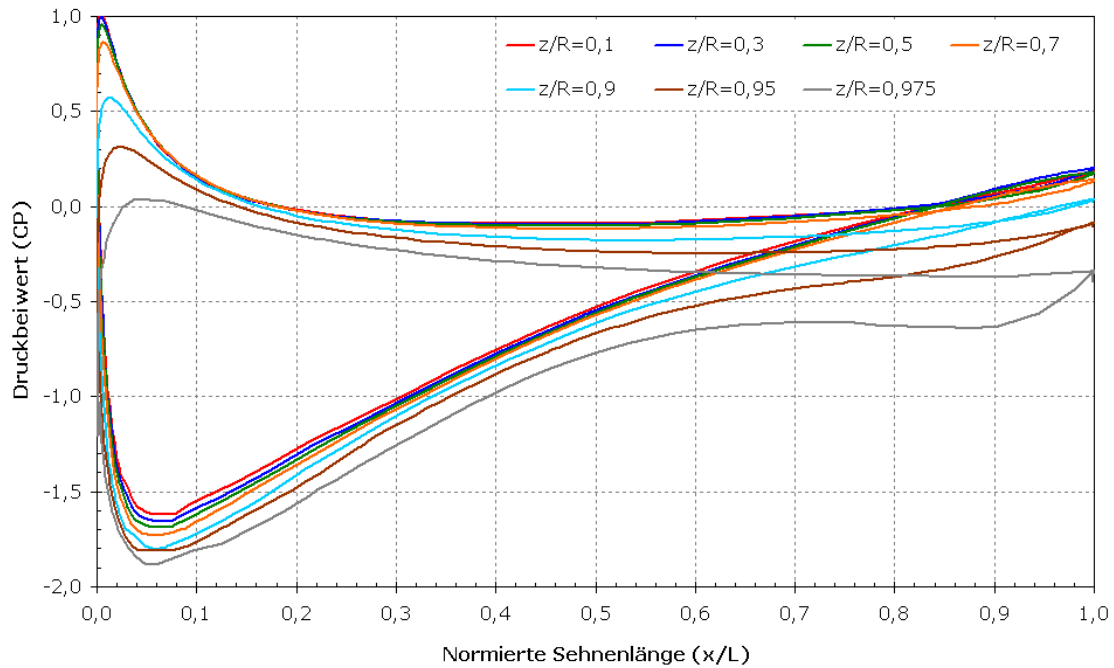


Abb. 4.18: NACA-Flügel - Druckbeiwert, Modellgröße

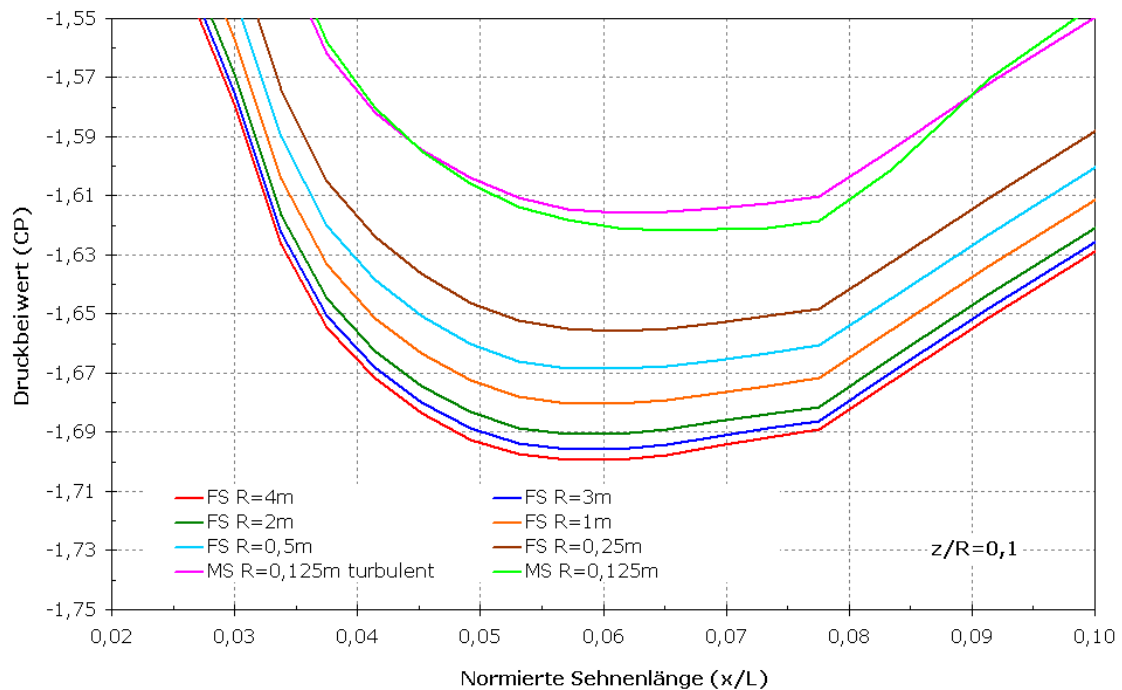


Abb. 4.19: NACA-Flügel - Druckbeiwert aller Geometrie-Größen, Detailausschnitt der Saugseite

Da die Unterschiede zwischen Modell- und Großausführungsgröße von besonderem Interesse sind, wurden die Druckbeiwerte aus der Berechnung für das Modell mit Transitionsmodell (blau) und die Großausführung  $R = 4\text{m}$  (rot) gegenübergestellt. Abb. 4.20 und Abb. 4.21 zeigen exemplarisch die Verläufe an ausgewählten  $z/R$  Verhältnissen. Die erkennbaren Diffe-



renzen (grün) zwischen Großausführung (FS) und Modell (MS) nehmen von der Flügelwurzel  $z/R = 0,3$  bis zur Spitze  $z/R = 0,9$  ab.

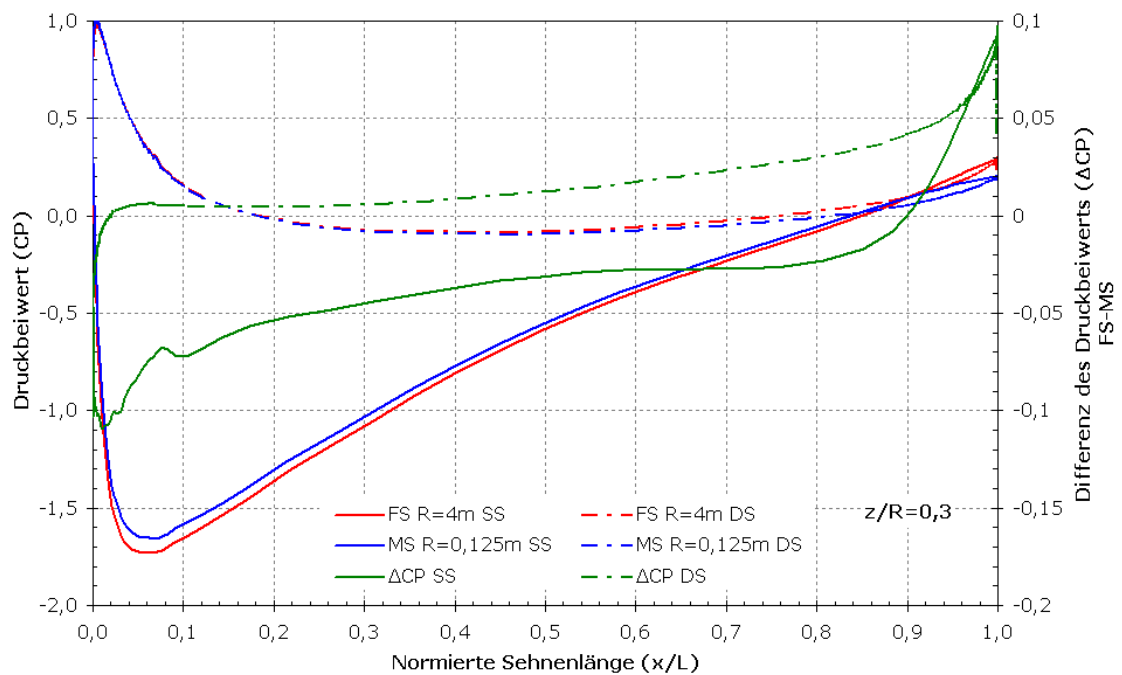


Abb. 4.20: NACA-Flügel - Druckbeiwert von Modell und Großausführung bei  $z/R = 0,3$

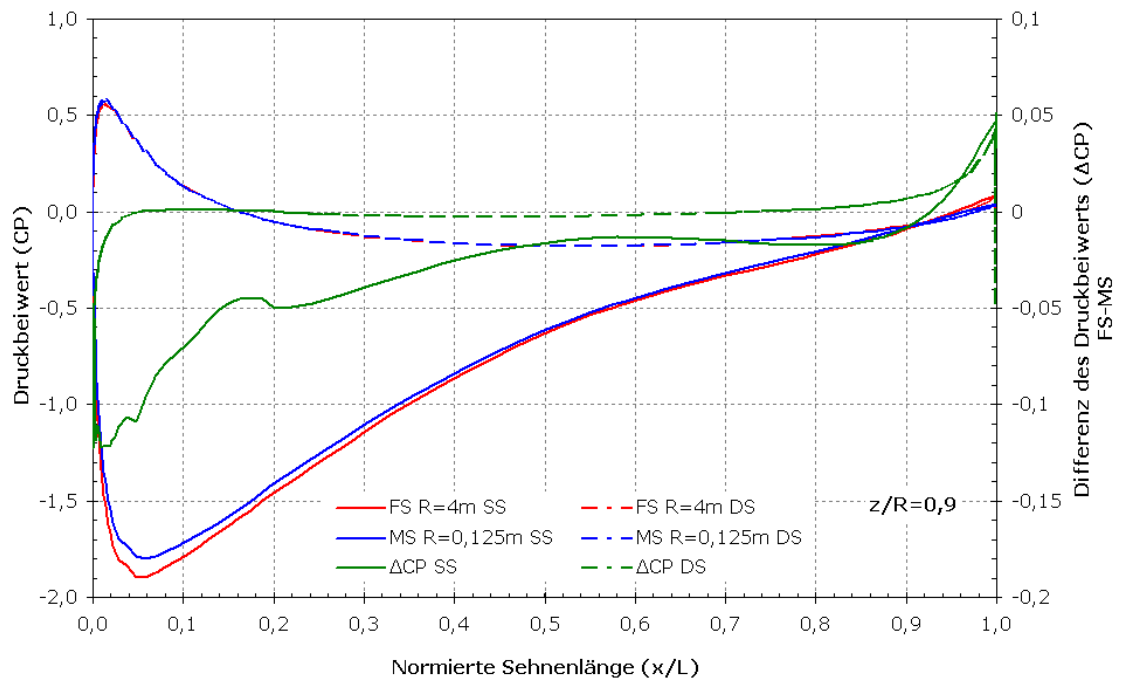


Abb. 4.21: NACA-Flügel - Druckbeiwert von Modell und Großausführung bei  $z/R = 0,9$

Neben dem Druck geht die Reibung in die Berechnung der Kräfte ein. Demzufolge ist die Betrachtung des Reibungsbeiwerts von Interesse. Um zunächst die Wirkung des numerischen

Umschlagmodells aufzuzeigen, ist die Gegenüberstellung der beiden Untersuchungen für das Modell, mit (blau) und ohne (rot) Verwendung des Transitionsmodells, eine geeignete Möglichkeit. Hierzu zeigen Abb. 4.22 und Abb. 4.23 den Verlauf des Reibungsbeiwerts  $C_f$ , aufgetragen über die normierte Sehnenlänge des Flügels für die Verhältnisse  $z/R = 0,5$  und  $z/R = 0,9$ . Der Kurvenverlauf ist bis auf den Umschlagbereich von laminarer zu turbulenter Strömung ähnlich, jedoch verläuft der Reibungsbeiwert für die Berechnung mit dem Transitionsmodell (blau) auf einem höheren Niveau bzw. ist eine Verschiebung der Kurve um eine maximale Differenz von  $\Delta C_f = 0,0005$  gegenüber der Berechnungsart ohne Umschlagmodell (rot) festzustellen. Diese Verschiebung entsteht aus geringfügig unterschiedlichen Annahmen für den Turbulenzgrad der Strömung. Daraus resultieren verschiedene Geschwindigkeitsverteilungen und letztlich eine Differenz im Reibungsbeiwert. In beiden Berechnungsarten ist die Reibung sowohl für die Druck- als auch für die Saugseite an der Eintrittskante maximal und nimmt bis zur Austrittskante des Flügels ab. Der Vergleich der beiden  $z/R$  Verhältnisse verdeutlicht, dass je größer das Verhältnis  $z/R$  wird, der Verlauf des Reibungsbeiwerts  $C_f$  auf etwas höherem Niveau erfolgt und der Umschlagbereich weiter entfernt von der Eintrittskante stattfindet. Dieses Verhalten ist auf die lokale Reynoldszahl zurückzuführen und ist z. B. anhand der Reibungslinien für eine ebene Platte (siehe Abb. 4.3) nachvollziehbar. Die Unterschiede zwischen den Ergebnissen der Großausführung ( $R = 4\text{m}$ ) (grün) und denen des Modells mit Transitionsmodell (blau) werden ebenfalls in Abb. 4.22 und Abb. 4.23 deutlich. Der offensichtliche Unterschied im Reibungsbeiwert zwischen Modell und Großausführung ist auf die größere relative Grenzschichtdicke des Modells zurückzuführen.

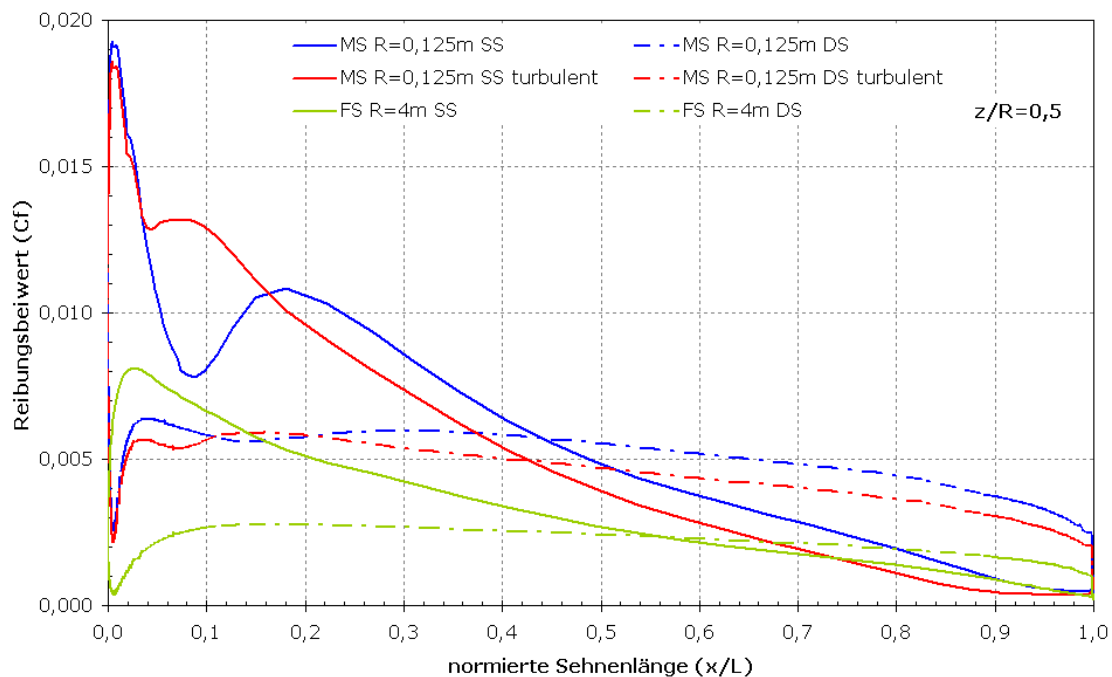


Abb. 4.22: NACA-Flügel - Reibungsbeiwert von Modell und Großausführung für  $z/R = 0,5$

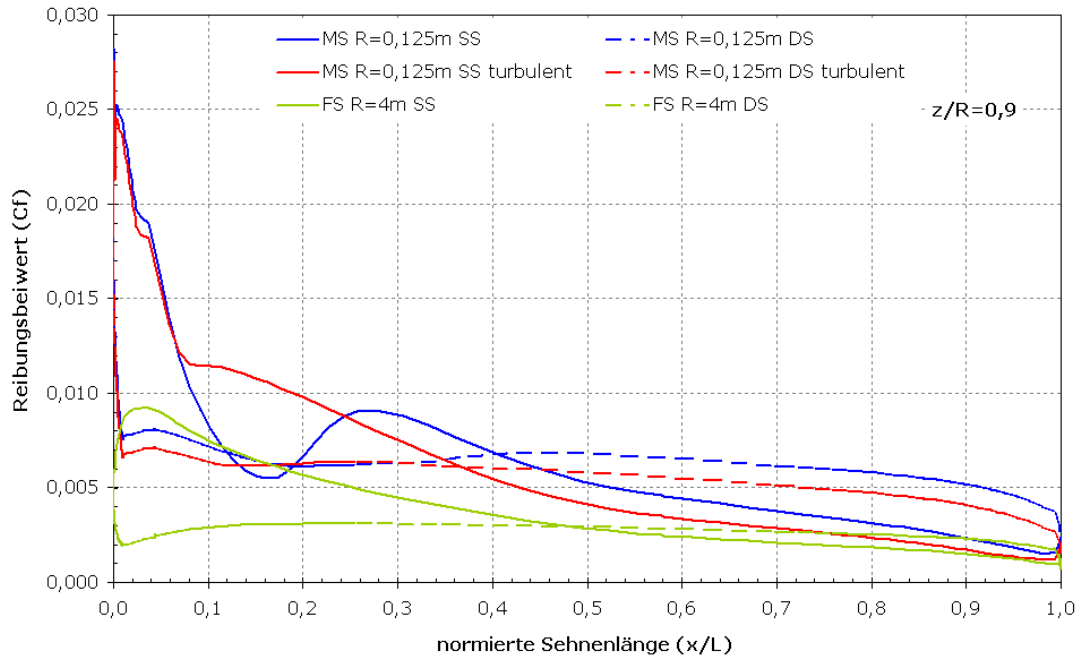


Abb. 4.23: NACA-Flügel - Reibungsbeiwert von Modell und Großausführung für  $z/R = 0,9$

Aus den Druck- und Reibungsunterschieden zwischen Modell und Großausführung resultiert letztlich, da sich die beiden Kraftanteile nicht im gleichen Verhältnis ändern, eine Veränderung der Auftriebs- und Widerstandkräfte des Profils. Hieraus folgt eine Verringerung des Gleitwinkels  $\gamma = \arctan(D/L)$  (Definition siehe Abb. 6.1) um rund  $1^\circ$  vom Modell auf die Großausführung. Abb. 4.24 zeigt die Gleitwinkel an ausgewählten  $z/R$  Verhältnissen sowie die Winkeländerung zwischen Modell und Großausführung.

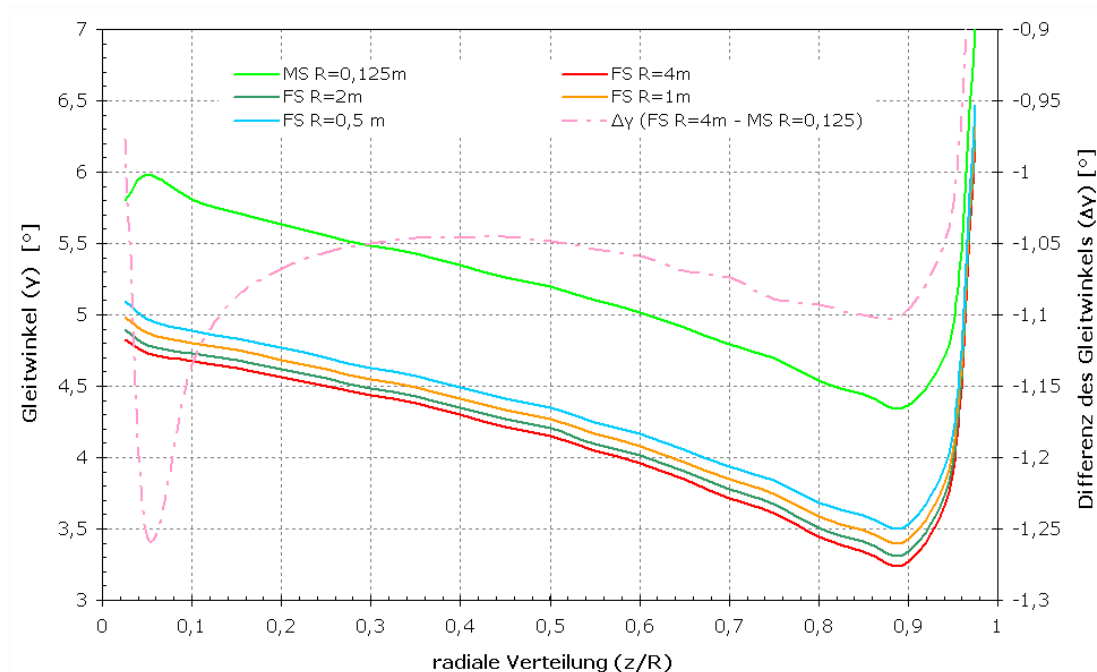


Abb. 4.24: NACA-Flügel - Gleitwinkel in Abhängigkeit von der Flügelgröße (Reynoldszahl)

#### 4.4 Zusammenfassung der Voruntersuchung

Die Voruntersuchungen an der ebenen Platte sowie dem NACA-Profil haben gezeigt, dass für einfache Geometrien in Modellgröße die Berechnungen unter Verwendung des Transitionsmodells in der numerischen Berechnung schlüssige und nachvollziehbare Ergebnisse liefern. Es wurde deutlich, dass sowohl die Strömungsgeschwindigkeit (Reynoldszahl) als auch eine Anstellung des Profils einen Einfluss auf den Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung haben. Des Weiteren konnte am Beispiel des NACA-Flügels gezeigt werden, dass ein für die Bestimmung der wirkenden Kräfte signifikanter Unterschied im Druck- und Reibungsbeiwert entsteht, je nach dem, ob das Transitionsmodell verwendet wird, oder vereinfachend eine vollturbulente Strömung angenommen wird. Daher wird das Umschlagmodell bei der Berechnung der komplexen Propellergeometrie für die Modellgröße berücksichtigt.

Darüberhinaus konnten erste Erkenntnisse in Bezug auf die Maßstabeffekte an Flügeln aufgezeigt werden. Es kann festgestellt werden, dass der aus den Komponenten Auftrieb und Widerstand gebildete resultierende Kraftbeiwert (Definition siehe Abb. 6.1) der Großausführung im Vergleich zum Modell größer ist und dass sich die Wirkrichtung vom Modell auf die Großausführung verändert. Des Weiteren ist der über das  $z/R$  Verhältnis veränderliche Unterschied des Druckbeiwerts zwischen dem Modell und der Großausführung des NACA-Flügels anzuführen. Der Vergleich der berechneten Druckbeiwerte für das NACA-Profil (2D) sowie den NACA-Flügel (3D) verdeutlicht, dass eine Vereinfachung des Maßstabeffekteproblems bei Propellern auf eine zweidimensionale Betrachtung die Vernachlässigung der wichtigen radialen Änderung der Druckverteilung infolge der dreidimensionalen Strömung bedeutet und letztlich ein ungenaueres Umrechnungsverfahren zur Folge hätte.

Neben den in diesem Kapitel untersuchten Geometrien sind in LANGTRY [20] weitere einfache, aber auch komplexe Geometrien, so z. B. ein Helikopter unter Einsatz des Transitionsmodells nach MENTER untersucht worden. Darüber hinaus haben u. a. UNGER [48] und SKODA [37] ebenfalls Transitionsmodelle in freie CFD-Codes implementiert und deren Funktionsweise an dem Testfall der ebenen Platte sowie 2D-Profilen untersucht.

## 5 Untersuchung komplex geformter Propellergeometrien

### 5.1 Auswahl der Propeller

Für eine erfolgreiche Entwicklung eines Verfahrens zur Berücksichtigung der Maßstabeffekte an Schiffspropellern ist die Abdeckung einer möglichst großen Anzahl von geometrischen Parametern, wie z. B. Flügelanzahl, Steigung, Flächenverhältnis, Skewwinkel, Durchmesser etc. eine wichtige Voraussetzung.

Der Propellerhersteller Mecklenburger Metallguss GmbH (MMG) ist Marktführer im Bereich großer Schiffspropeller (Festpropeller) und verfügt über eine umfangreiche Bandbreite an Propellerentwürfen. Für die Entwicklung des Verfahrens zur Berücksichtigung des Maßstabeffekts wurden die Entwürfe bzgl. der geometrischen Parameter analysiert und 23 repräsentative Propeller, die eine möglichst große Bandbreite dieser Parameter abbilden, gewählt. Bei der Auswahl wurde ebenfalls berücksichtigt, in welchem Umfang Versuchsergebnisse und -bedingungen (z. B. Wassertemperatur) vorhanden sind, damit die numerische Berechnung des Modellversuchs die gleichen Randbedingungen wie die Messungen berücksichtigt. Die Größenordnungen der wichtigsten geometrischen Kenngrößen sind in Tab. 5.1 aufgelistet.

Die im weiteren Verlauf dieses Kapitels durchgeführten Testrechnungen wurden für ausgewählte Propeller durchgeführt. Bei den Propellern handelt es sich um P004, P019 und P021, die ebenfalls in Tab. 5.1 enthalten sind. Die Auswahl wurde aufgrund mehrerer Faktoren getroffen, die wichtigsten sind Flügelzahl, Steigungs- und Flächenverhältnis sowie Skewwinkel. Es wurde analysiert, dass diese Parameter die größten Einflüsse auf die Maßstabeffekte an Propellern besitzen. Des Weiteren wurde ein verfügbarer Modellpropeller bei der Auswahl berücksichtigt. P019 ist ein Propeller mit fünf Flügeln und verfügt über ein relativ kleines Steigungsverhältnis. Dagegen hat der Propeller P004 (6-Flügler) ein großes Steigungsverhältnis. Für beide Propeller ist der untersuchte Modellpropeller vorhanden, so dass an diesen Modellen ergänzende Modellversuche durchgeführt werden konnten (siehe Kapitel 5.5.1 und [14]). Der Propeller P021 ist der 4-Flügler mit dem größten Steigungsverhältnis und besitzt zudem den kleinsten Skewwinkel von allen untersuchten Propellern.

Aufgrund der gewählten Propelleranzahl ist eine weitgehende Automatisierung der numerischen Untersuchung nötig. Daher wurde ein Vorgehen entwickelt, das für alle numerischen Untersuchungen verwendet werden konnte, wobei der Automatisierungsgedanke eine wesentliche Rolle spielte. Das Vorgehen, ausgehend von der Geometrieerstellung über Gittergenerierung bis hin zur Auswertung, wird in den folgenden Kapiteln eingehend beschrieben.

Tab. 5.1: Geometrische Kenngrößen der untersuchten Propeller

Bezeichnung	Flügel- zahl $Z [-]$	Steigungs- verhältnis $P/D [-]$	Flächen- verhältnis $A_E/A_0 [-]$	Skew- winkel $\theta_s [^\circ]$	Naben- verhältnis $d_h/D [-]$	Betriebs- punkt $J^*$	Maßstabs- zahl $\lambda [-]$
P001	5	0,9107	0,7260	37,10	0,1770	0,67	27,8
P002	5	0,8305	0,6420	29,30	0,1900	0,50	32,6
P003	6	0,9795	0,9490	40,70	0,1850	0,70	36,1
P004	6	1,0400	0,8790	32,20	0,1850	0,76	29,0
P005	5	1,0675	0,7210	39,40	0,1840	0,82	29,1
P006	6	1,0497	1,0270	38,80	0,1950	0,80	33,5
P007	5	0,9401	0,6920	41,00	0,1810	0,71	27,7
P008	6	0,9767	0,7550	42,70	0,1850	0,73	27,5
P009	6	0,9152	0,9660	38,90	0,1980	0,66	33,2
P010	6	0,9003	0,9660	38,90	0,1980	0,66	33,2
P011	6	1,0338	0,7720	40,10	0,1870	0,66	27,5
P012	4	0,6624	0,5330	37,50	0,1700	0,50	25,0
P013	4	0,8858	0,5920	34,40	0,1590	0,60	34,5
P014	5	0,9540	0,7120	36,90	0,1870	0,71	27,8
P015	5	0,9024	0,6830	34,70	0,1850	0,68	32,7
P016	4	0,6590	0,6360	20,80	0,1700	0,43	47,7
P017	6	0,9477	0,7770	42,30	0,1836	0,72	28,0
P018	6	1,0683	0,9090	39,60	0,1860	0,80	29,0
P019	5	0,8928	0,7170	34,90	0,1800	0,66	26,3
P020	6	0,9340	0,7830	33,00	0,1860	0,67	26,3
P021	4	0,9260	0,5420	17,06	0,2070	0,55	23,5
P022	6	0,9947	0,9380	32,50	0,1960	0,77	33,2
P023	5	0,9114	0,7200	44,60	0,1770	0,66	27,5

## 5.2 Geometrieerstellung

Die gewählten Propellergeometrien werden als Oberflächenmodelle für die numerische Berechnung in hoher Genauigkeit benötigt. Die Radienschnitte der gewählten Propellergeometrien sind in Form von Punktwolken und Kurvenverläufen gegeben. Ausgehend von diesen Informationen wurden die Oberflächen zwischen der Flügelwurzel und dem letzten vorhandenen Radienschnitt erzeugt. Dabei wird die Eintrittskante mit einem Rundungsradius versehen; die Austrittskante besitzt eine endliche Dicke in Anlehnung an die Fertigungsanforderungen des Großausführungspropellers. Für die geometrische Beschreibung der Flügelspitze sowie des Übergangs zwischen Flügel und Propellernabe sind jedoch nicht ausreichende Informationen vorhanden, so dass die Flügelspitze mit einer endlichen Dicke abgebildet werden muss oder eine erweiterte Beschreibung für die Flügelspitze nötig wird. Ausgehend von der endlichen Dicke der Flügelspitze wurde hierzu eine Abrundung eingeführt. Diese basiert auf Stützkurven, die von der Saugseite zur Druckseite verlaufen und eine Tangente an der endlichen Flügelspitze

besitzen (siehe Abb. 5.1). Des Weiteren müssen die Ein- und Austrittskante an das Spitzenprofil angeschlossen werden, hierzu werden an der Austrittskante die vorhandenen Kurven bis zur Spitze weitergeführt. Die Kurven sollen hierfür krümmungstetig in die beschreibenden Flügelflächenkurven einlaufen und tangentialstetig in das Spitzenprofil. Für die Anbindung der Eintrittskante werden isoparametrische Kurven auf der Saug- und Druckseite benötigt, diese sollten etwa den gleichen Abstand aufweisen wie die Kurven der Austrittskante. Die Anbindung an das Spitzenprofil erfolgt analog zur Austrittskante (siehe Abb. 5.2). Auf der Grundlage dieses Kurvengerüsts werden im Bereich der Eintrittskante weitere Stützkurven zur Beschreibung der Flügeloberfläche erzeugt, im Bereich der Austrittskante ist darüber hinaus der Übergang von der Abrundung der Flügelspitze in die endliche Dicke der Austrittskante auszuführen (siehe Abb. 5.3). Mittels der Kurven werden mehrere Teilflächen erzeugt, die zusammen die abgerundete Flügelspitze beschreiben (siehe Abb. 5.4).

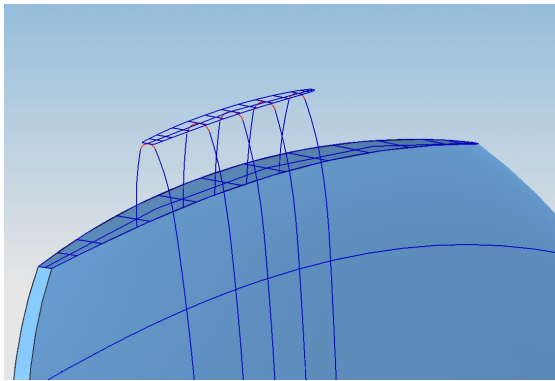


Abb. 5.1: Verrundung der Flügelspitze in der Flügelmitte

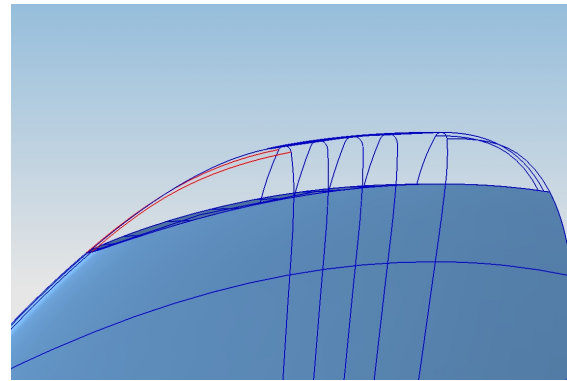


Abb. 5.2: Anschluss der Ein- und Austrittskante an das Spitzenprofil

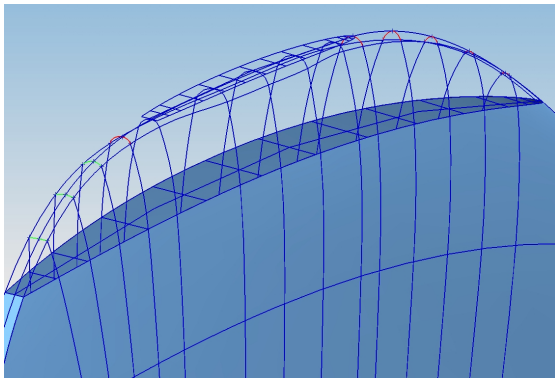


Abb. 5.3: Stützkurven im Bereich der Ein- und Austrittskante an der Spitze

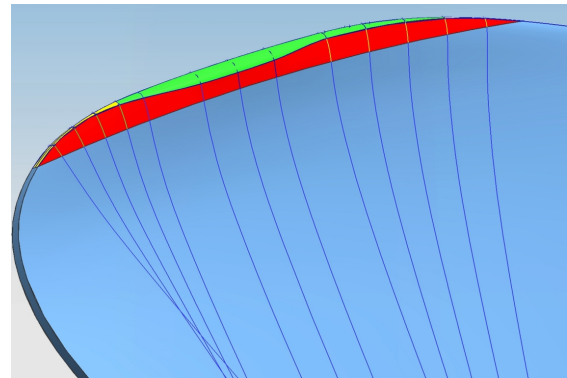


Abb. 5.4: Flächenbeschreibung der Flügelspitze

Der Übergang zwischen Flügel und Propellernabe kann sowohl scharfkantig ausgeführt als auch mit einem Ausrundungsradius versehen werden. Da im Bereich der Propellerwurzel nur ein geringer Anteil des Propellerschubs erzeugt wird, ist eine aufwändige Generierung des Übergangs vom Propeller zur Nabe nicht zwingend erforderlich. Daher wird für die Erzeugung

der Propellergeometrie die geometrisch einfachere Variante des scharfkantigen Übergangs ohne Ausrundung verwendet. Die Oberflächenmodelle der ausgewählten Propeller wurden skriptbasiert mit dem Programmpaket UNIGRAPHICS wie beschrieben erstellt. Die Oberflächenerzeugung im Bereich der Flügelspitze konnte nur teilweise erfolgreich automatisiert werden, so dass eine Nachbearbeitung in diesem Bereich erforderlich war.

Neben der Propellergeometrie sind außerdem die notwendigen Flächen für die Bestimmung der Außenränder der Rechengebiete zu erstellen. Der Aufbau wurde mit den Programmpaketen UNIGRAPHICS und ANSYS ICEM CFD weitestgehend automatisiert. In der numerischen Berechnung wird nur ein Flügel des jeweiligen Propellers untersucht. Dieses Vorgehen ist zulässig, da die Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Flügeln über Randbedingungen realisiert werden. Mit zunehmender Flügelzahl erschwert sich die Bestimmung des Verlaufs der Trennfläche zwischen den einzelnen Flügeln. Da dieser Verlauf keinen Einfluss auf die Rechenergebnisse haben darf, ist eine eindeutige Beschreibung dieser Fläche notwendig. Daher wurde für die Beschreibung der Trennfläche zwischen den Flügeln (periodische Ränder) eine Fläche auf Basis der Sehnenlängen und Steigung der einzelnen Radienschnitte erzeugt, über die Ein- und Austrittskante hinaus erweitert und jeweils um den Winkel  $\pm(360^\circ/2)/Z$  über die Saug- und Druckseite des Flügels rotiert (siehe Abb. 5.5).

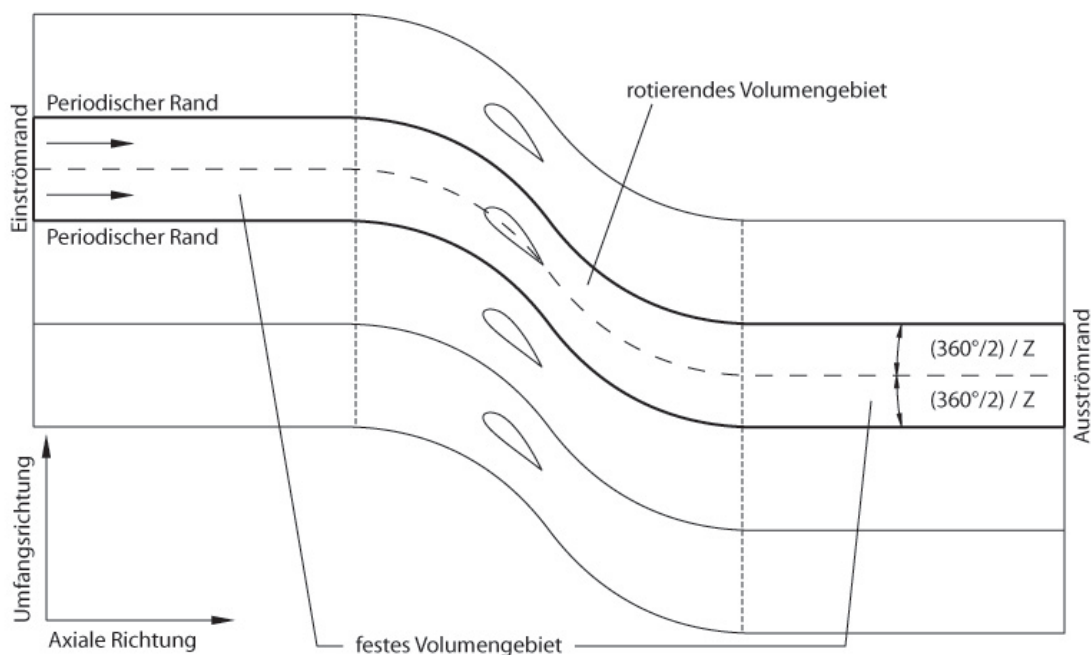


Abb. 5.5: Schematische Darstellung des Rechengebiets (Draufsicht)



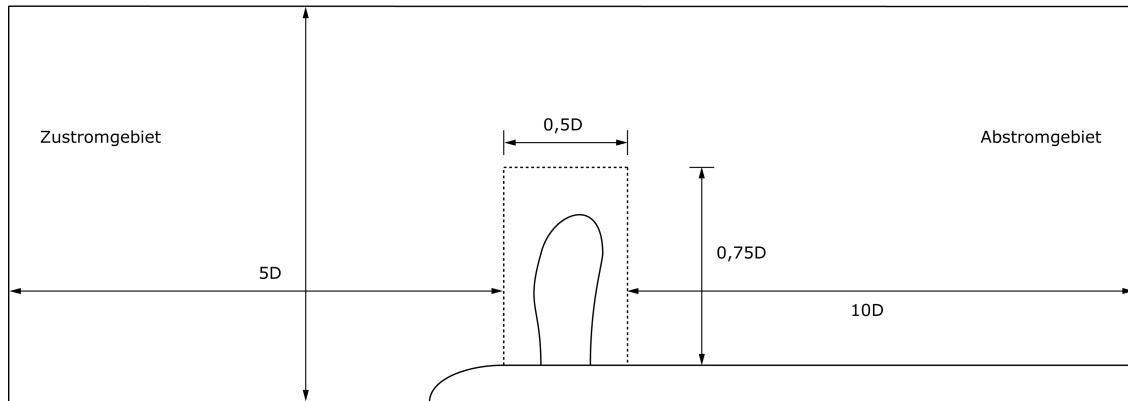


Abb. 5.6: Schematische Darstellung des Rechengebiets (Seitenansicht)

Für die Propellergeometrie kann u. a. aufgrund der zuvor erläuterten Beschreibung der Trennflächen ein Gitter mit guten Eigenschaften (siehe Kapitel 3.2.5) erstellt werden. Des Weiteren wurden die Flächen des rotierenden Teilgebiets für den Zu- und Abstrom sowie eine Begrenzung in radialer Richtung abhängig vom Propellerdurchmesser erstellt. In Abb. 5.6 ist das Rechengebiet schematisch als Seitenansicht abgebildet. Die Erzeugung der Ränder des feststehenden Rechengebiets ist dagegen recht einfach, da es sich im Prinzip um ein Zylindersegment abhängig von der Flügelzahl des Propellers handelt. Das feststehende Gebiet beinhaltet die geometrische Beschreibung der Nabenablaufhaube sowie der Propellerwelle. Da die Trennflächen zum Rotorgebiet nicht aufeinanderliegen müssen, konnte das feststehende Rechengebiet ohne jegliche Verwindung erstellt werden. Der Aufbau des gesamten Rechengebiets ist in Abb. 5.7 dargestellt und das Teilgebiet des Rotors zeigt Abb. 5.8. Die Abmessungen des Rechengebiets wurden im Laufe der Untersuchungen angepasst, betragen jedoch mindestens: Länge des Zustromgebiets  $5D$ , Länge des Abstromgebiets  $10D$ , Höhe des Rechengebiets  $5D$ , Höhe des Rotorgebiets  $0,75D$  und Länge des Rotorgebiets  $0,5D$  (siehe Abb. 5.6).

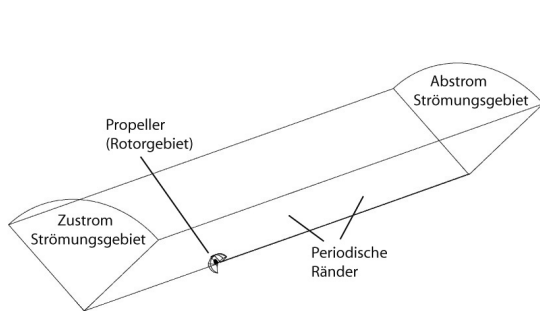


Abb. 5.7: Rechengebiet der numerischen Propelleruntersuchung

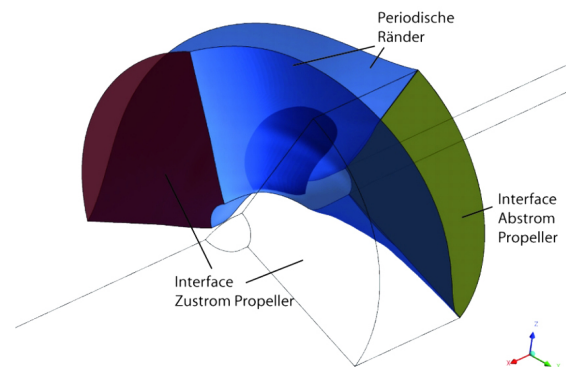


Abb. 5.8: Teilgebiet des Rotors

Zusätzlich zu den benötigten Flächenbeschreibungen des Propellers sowie des Rechengebiets wurden Hilfslinien auf der Propelleroberfläche erzeugt, die bei der Vernetzung des Propellers

verwendet wurden, da hierdurch ein genauer Bezug zwischen den Blockgrenzen der Vernetzung und der Geometrie geschaffen werden konnte.

### 5.3 Gittergenerierung

Neben einer genauen geometrischen Beschreibung des Rechengebiets ist die diskrete Zerlegung des zu simulierenden Raums in eine endliche Anzahl an Zellen eine weitere Voraussetzung für die numerischen Simulationen mit einem Berechnungsverfahren der viskosen Strömung. Die Rechengebiete für die numerische Untersuchung der Propellergeometrien wurden blockstrukturiert vernetzt und mit Zellen in Hexaeder Form gefüllt. Hierzu wurde die H- und O-Gitter-Technik verwendet, wodurch eine detailgetreue Abbildung des Propellers möglich war. Besondere Bedeutung kommt der Erarbeitung einer geeigneten Topologie des Rechengitters zu. Das bedeutet, dass eine von dem zu erwartenden Strömungsverhalten abhängige Gestaltung und Anordnung der Blöcke und deren Vernetzung mit Zellen erfolgen muss. Hieraus leitet sich der Gedanke ab, die Vernetzung zu automatisieren. Dies ist für den Rotorbereich nur bedingt möglich, da, wie zuvor beschrieben, für den Bereich der Flügelspitze nur unzureichende mathematische Formulierungen vorhanden sind. Daher konnte lediglich eine teilautomatisierte Diskretisierung der Propellerflügel erfolgen. Hierzu wurde ein Masternetz für einen 6-Flügler erstellt und anschließend die Vernetzungsstrategie auf einen 4- bzw. 5-Flügler übertragen. Die Masternetze für die jeweilige Flügelzahl unterscheiden sich grundlegend nur in dem Freiraum zwischen Propeller und den seitlichen Begrenzungen. Ausgehend von dem Masternetzen für die entsprechende Flügelzahl wurde die Vernetzung des Rotorbereichs des jeweiligen Propellers durchgeführt. Durch die Anpassung eines vorhandenen Netzes auf eine neue Propellergeometrie kann ebenfalls eine Ähnlichkeit aller Netze gewährleistet werden. Die räumliche Diskretisierung des feststehenden Rechengebiets konnte dagegen voll skriptbasiert erfolgen, da die Ränder eindeutig definiert sind. Die Gittererstellung für die numerische Untersuchung der Propellergeometrien und somit die Zellverteilung erfolgte unter Berücksichtigung der Anmerkungen zur Gittergenerierung in Kapitel 3.2.5. Die Zellanzahl entlang der Saug- und Druckseite der Profilschnitte des Propellers wurde in Abhängigkeit der maximalen Sehnenlänge bestimmt, wobei mindestens 75 Knoten verwendet wurden. Des Weiteren ist die Realisierung von möglichst gleichseitigen Hexaedern wünschenswert, dies ist jedoch im Rotorbereich kaum möglich, im feststehenden Rechengebiet schon eher. Der kleinste Winkel im Gebiet des Rotors hat mit durchschnittlich  $20^\circ$  einen recht guten Wert. Ein weiteres Qualitätsmerkmal ist der Längenunterschied der einzelnen Zellkanten zueinander, hierzu kann u. a. eine Determinante bestimmt werden, die in diesem Fall bei allen Vernetzungen einen Wert größer als 0,4 hatte, optimal wäre der Wert 1. Aufgrund des Rechenansatzes für transitionale Strömung sind weitere Bedingungen einzuhalten, so soll u. a. die Zunahme der Zelllängen normal zur Oberfläche möglichst klein sein, dies wurde durch den Wachstumsfaktor von 1,05 bis 1,1 erreicht. Des Weiteren ist die Verteilung der Gitterpunkte

im wandnahen Bereich entsprechend der zu erwartenden Grenzschichtdicke der jeweiligen Reynoldszahl anzupassen. Die Auflösung des Rechengitters im wandnahen Bereich kann jedoch erst abschließend festgelegt werden, wenn ein Rechenergebnis vorliegt. Deshalb erfolgte nach jeder Berechnung eine Analyse der Punkteverteilung im Raum und, falls erforderlich, eine Anpassung der Verteilung. Für die Berechnung des Propellers in Modellgröße wurde der dimensionslose Wandabstand im Bereich  $0,01 < y^+ < 2$  gehalten, für die Berechnung der Großausführung ist hingegen die Realisierung solcher  $y^+$ -Werte nicht möglich, hier wurde ein durchschnittlicher  $y^+$ -Wert von 5 und im Bereich der Propellerspitze von maximal 10 zugelassen. Unter Berücksichtigung der beschriebenen Diskretisierung wurden die untersuchten Propeller mit einer Zellanzahl zwischen 1,8 bis 2,2 Mio. und der feststehende Volumenbereich mit durchschnittlich 2 Mio. vernetzt. Das Gitter für die Untersuchung des Modells ist sehr fein aufgelöst, was jedoch auf die Verwendung des Transitionsmodells zurückzuführen ist, bei Annahme einer vollständig turbulenten Strömung könnte die Zellenanzahl mehr als halbiert werden. Die Großausführung ist mit der gewählten Gitterauflösung ebenfalls fein aufgelöst.

Die Vernetzung wird zunächst für die Großausführung durchgeführt, anschließend wird der Abstand der ersten Zelle zu den Oberflächen mit Haftbedingung (Propeller, Nabe, Propellerwelle) angepasst und das Netz unter Verwendung der Maßstabszahl  $\lambda$  auf die Größe des Modells skaliert. In Abb. 5.9 bis Abb. 5.11 ist beispielhaft die Vernetzung des Propellers dargestellt, die blauen und schwarzen Linien sind Blockgrenzen und zeigen die Strategie der Vernetzung auf.

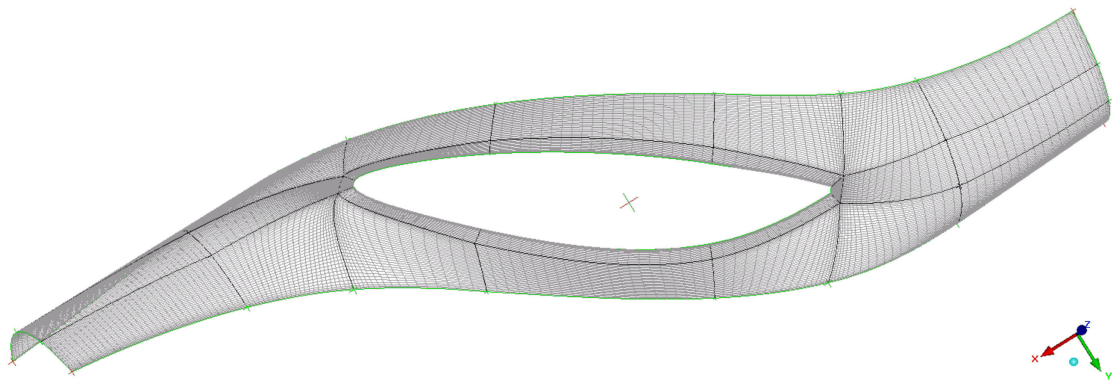


Abb. 5.9: P019 - Oberflächennetz der Nabe

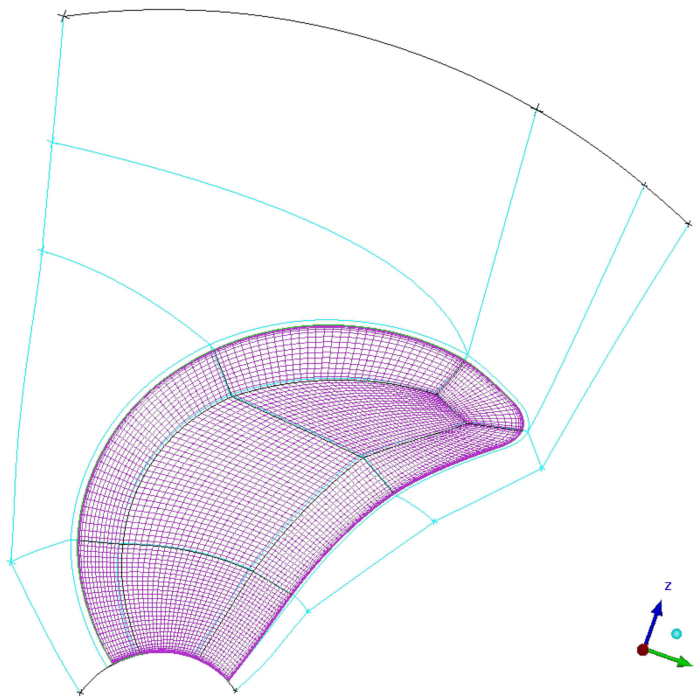


Abb. 5.10: P019 - Oberflächennetz des Propellers - feines Netz

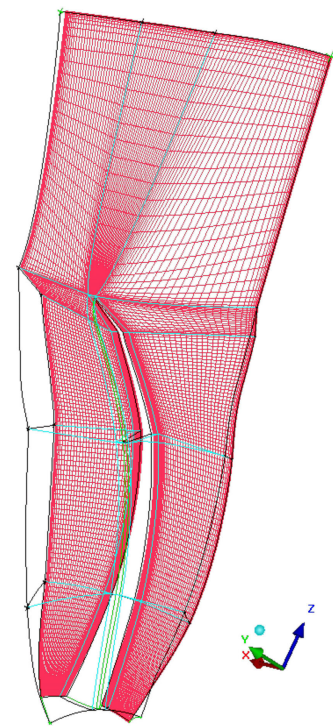


Abb. 5.11: P019 - Schnitt durch das Netz - Gitterebene

Die Diskretisierung mit einer möglichst geringen Zellanzahl ist im Hinblick auf die Anzahl der durchzuführenden Berechnungen wünschenswert, daher war zu prüfen, ob eine reduzierte Zellanzahl und damit die Abweichung von den Vernetzungskriterien, insbesondere derer, die aufgrund der Verwendung des Berechnungsansatzes für transitionale Strömung bestehen, einen Einfluss auf die Berechnungsergebnisse hat.

#### 5.4 Variation der räumlichen Diskretisierung - Zellanzahl

Die komplexe Propellergeometrie sowie die Umströmung des Propellers stellen lokal verschiedene Ansprüche an die Gitterverteilung, u. a. bzgl. der Grenzschicht des Flügels, der Umströmung der Ein- und Austrittskante sowie der Auflösung der Flügelspitze (Spitzenwirbel). Daher sind die Einflüsse zu untersuchen, die aufgrund einer unterschiedlichen räumlichen Diskretisierung (Zellanzahl) des Rechengebiets entstehen.

Unter Berücksichtigung der Hinweise zur Gittergenerierung in Kapitel 3.2.5 und 5.3 wurde zunächst je ein feines Netz für das Modell und die Großausführung erstellt. Ausgehend von diesen Gittern wurden sowohl für Modell und Großausführung zwei weitere Netze generiert, die jeweils mit dem Faktor  $\sqrt{2}$  in jede Raumrichtung verkleinert wurden. In Abb. 5.10, Abb. 5.12

und Abb. 5.13 sind exemplarisch für die Oberfläche des Propellerflügels die unterschiedlichen Auflösungen der drei Gitter fein (4,57 Mio.), mittel (1,60 Mio.) und grob (0,56 Mio.) dargestellt.

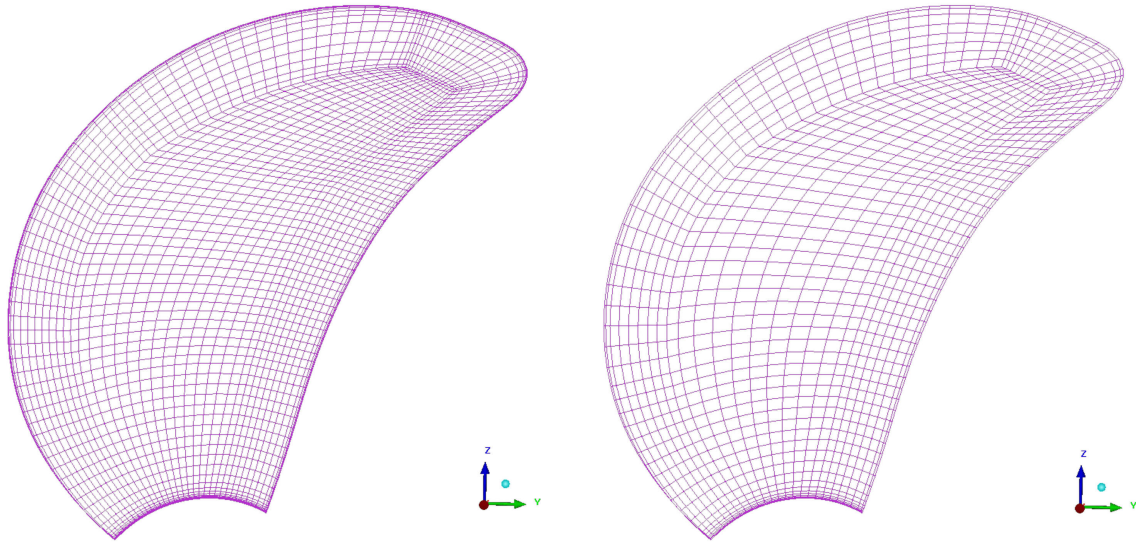


Abb. 5.12: P019 - Oberflächennetz des Propellers - mittlere Auflösung

Abb. 5.13: P019 - Oberflächennetz des Propellers - grobe Auflösung

Zwischen dem feinen und dem groben Netz sind deutliche Unterschiede bzgl. der Auflösung im Bereich der Ein- und Austrittskante sowie an der Flügelspitze zu erkennen. Die numerischen Simulationen wurden, basierend auf dem in Kapitel 5.5 erläuterten Ablauf zur Durchführung von numerischen Berechnungen von Schiffspropellern, für den Betriebspunkt des Propellers  $J = 0,66$  durchgeführt. In allen Berechnungen für die Modellgröße wurde das Transitionsmodell für den Strömungsumschlag berücksichtigt. In der Untersuchung der Großausführung wurde eine vollständig turbulente Strömung angenommen. Mit Anstieg der Zellanzahl nehmen die berechneten integralen Größen  $K_T$  und  $K_Q$  sowohl für das Modell (siehe Tab. 5.3) als auch für die Großausführung (siehe Tab. 5.2) stetig ab. Hierbei ist für die Großausführung festzustellen, dass die stetige Abnahme ausschließlich aus der Verringerung des dominanten Druckanteils entsteht, der Reibungsanteil ist für alle Zellgrößen nahezu unverändert. Dagegen ist in der Untersuchung des Modells die Abnahme des Druck- und Reibungsanteils festzustellen.

Tab. 5.2: Ergebnisse der Gittervariation (Großausführung)

	grob	mittel	fein
$K_T$	0,1847	0,1845	0,1841
$10K_Q$	0,2939	0,2927	0,2915

Tab. 5.3: Ergebnisse der Gittervariation (Modell)

	<b>grob</b>	<b>mittel</b>	<b>fein</b>	<b>Messung</b>
$K_T$	0,1793	0,1784	0,1781	0,1809
$10K_Q$	0,2947	0,2907	0,2893	0,3032

In Tab. 5.3 sind die integralen Größen Schub und Drehmoment bzw. die Beiwerte, die aufgrund der unterschiedlichen Gitterauflösung berechnet wurden, sowie die Mittelwerte der vorhandenen Messwerte aufgeführt. Es kann festgestellt werden, dass zwischen feinem und grobem Gitter nur ein geringer Unterschied von ca. 1% im Schubbeiwert und 2% im Drehmomentenbeiwert besteht. Dies kann mit einer ausreichenden Auflösung der Grenzschicht erklärt werden, denn der dimensionslose Wandabstand  $y^+$  ist in den numerischen Berechnungen kleiner 2. Im Vergleich zu den Messungen am Modellpropeller sind Unterschiede von 1,5% bzgl.  $K_T$  und 4,5% bei  $K_Q$  festzustellen. Diese Abweichungen können u. a. auf eine ungenaue Validierung des Turbulenz- sowie Transitionsmodells hindeuten, da diese auf zweidimensionalen Untersuchungen (Messungen) an Profilen beruhen, BULTEN und OPREA [9] führen die Abweichungen bei der numerischen Berechnung des Drehmoments auf eine ungenaue Beschreibung des Drucks im Bereich des Staupunkts zurück. Ferner sind auch Messfehler möglich, siehe Kapitel 5.5.1. Die Betrachtung von integralen Größen ist notwendig, jedoch kann auf dieser Basis keine detaillierte Analyse erfolgen, daher werden im folgenden Abschnitt der Druck sowie die Reibung näher untersucht.

Am Radienschnitt  $r/R = 0,3$  ist exemplarisch der Verlauf des Druckbeiwerts entlang der Sehnenlänge sowohl für die Druck- als auch für die Saugseite ausgewertet worden (siehe Abb. 5.14 bis Abb. 5.15). Für zwei Bereiche können deutliche Unterschiede ausgemacht werden, dies sind die Ein- und die Austrittskante. Gründe hierfür sind die hohen Gradienten in diesen Regionen und die daraus für die reduzierte Zellanzahl resultierende schlechtere Berechnung der Umströmung der Flügelein- und austrittskante. Des Weiteren wird der Druck durch die Verschiebung des Umschlagbereichs der Strömung beeinflusst (siehe hierzu Kapitel 5.5.2). Zur Lokalisierung des Strömungsumschlags wurde der Reibungsbeiwert sowohl auf der Flügeloberfläche bestimmt und mit Stromlinien überlagert (Abb. 5.38, Abb. 5.39 und Abb. 5.18 bis Abb. 5.21) als auch entlang der Sehnenlänge für den relativen Radius  $r/R = 0,3$  ermittelt (siehe Abb. 5.16 und Abb. 5.17). Es kann festgestellt werden, dass mit abnehmender Zellanzahl der Strömungsumschlag in Richtung Austrittskante verschoben wird (Druckseite), bzw. dass auf der Saugseite eine Zunahme des Reibungsbeiwerts eintritt. Der Reibungsbeiwert aufgetragen auf der Flügeloberfläche zeigt, dass der Strömungsumschlag mit steigender Zellanzahl eindeutiger bestimmt werden kann. Die Ergebnisse des feinen Netzes liefern eine gute Übereinstimmung mit den durchgeführten Farbanstrichversuchen (siehe Abb. 5.27 und Abb. 5.29).



Aufgrund der Ergebnisse der Gitterstudie wird in den Simulationen für den numerischen Propellerfreifahrtversuch ein möglichst feines Gitter verwendet. Es wird jedoch nicht möglich sein, eine netzunabhängige Lösung zu erzielen. Dies ist u. a. ein Grund dafür, dass eine vollkommene Übereinstimmung mit den Modellversuchen nicht erreicht werden kann.

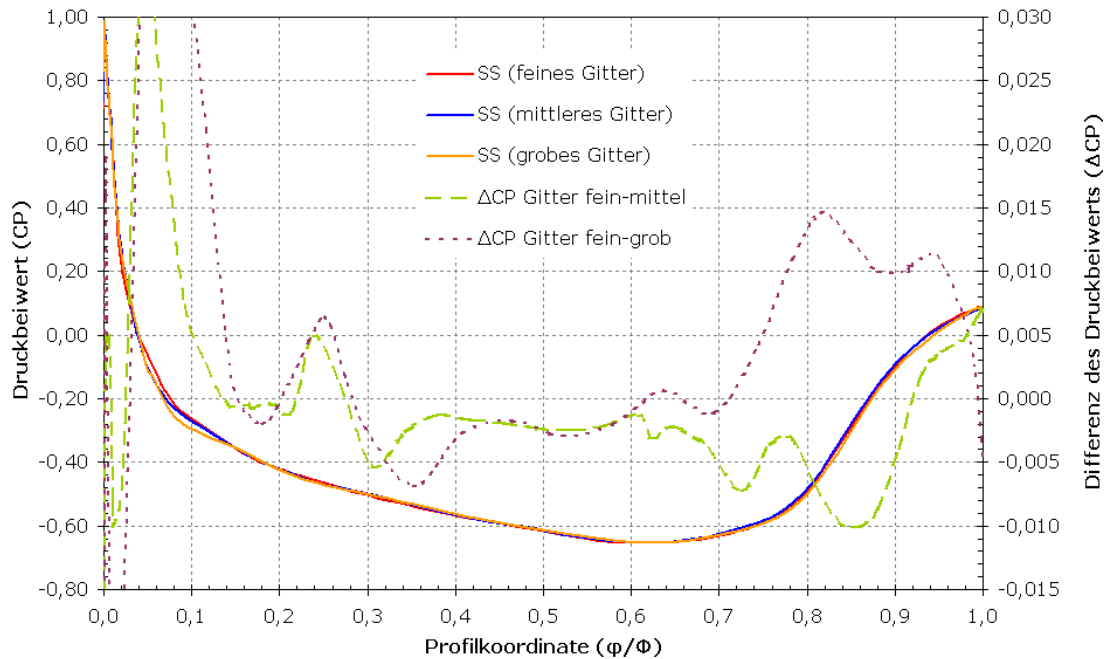


Abb. 5.14: P019 - Saugseite,  $J = 0,66$ , Druckbeiwert bei  $r/R = 0,3$

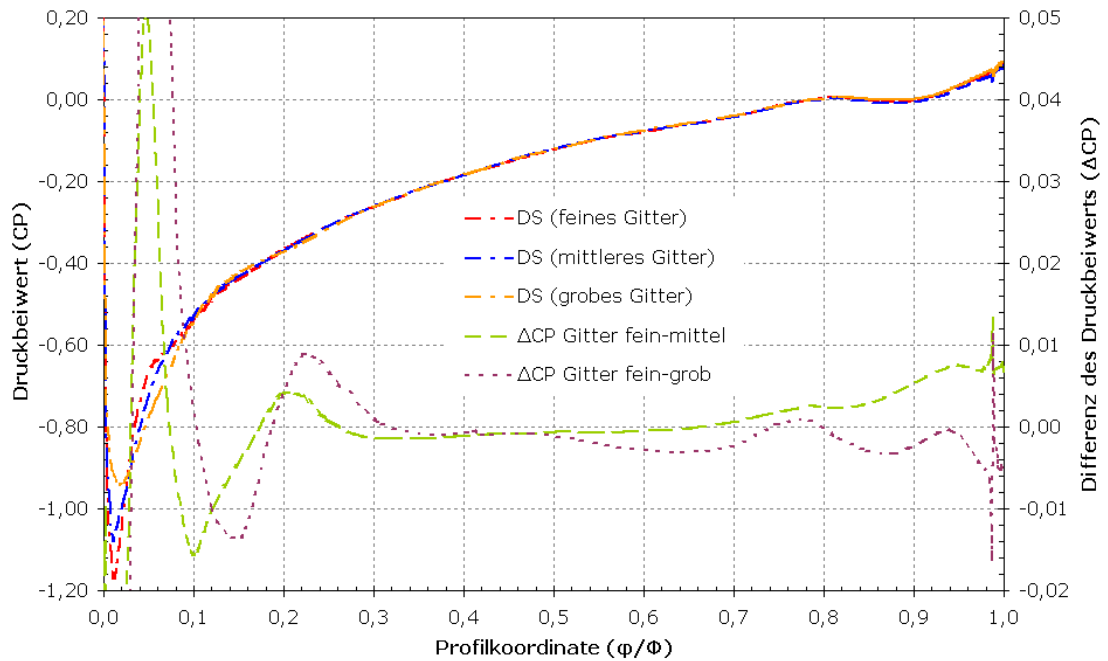


Abb. 5.15: P019 - Druckseite,  $J = 0,66$ , Druckbeiwert bei  $r/R = 0,3$

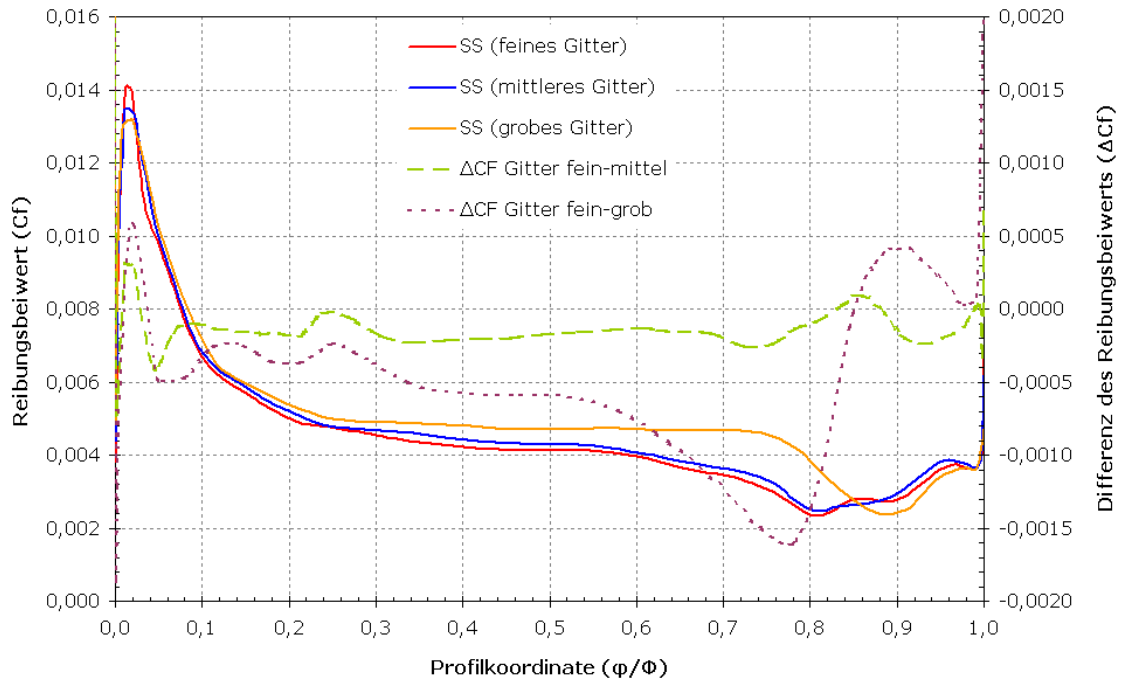


Abb. 5.16: P019 - Saugseite,  $J = 0,66$ , Reibungsbeiwert bei  $r/R = 0,3$

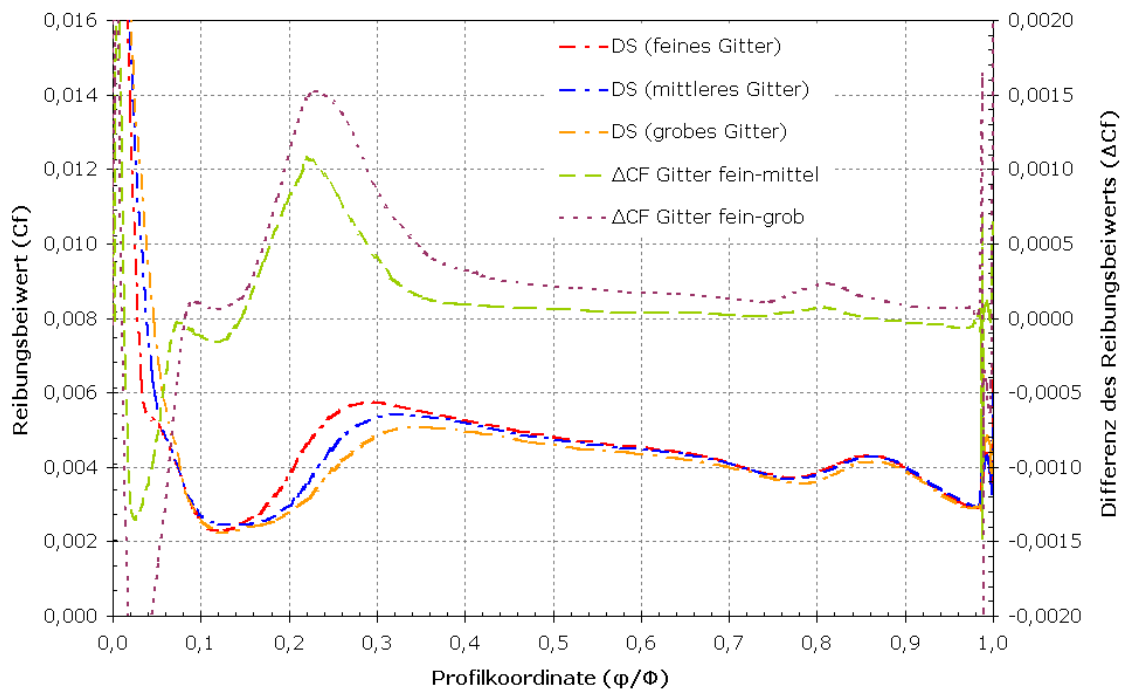


Abb. 5.17: P019 - Druckseite,  $J = 0,66$ , Reibungsbeiwert bei  $r/R = 0,3$



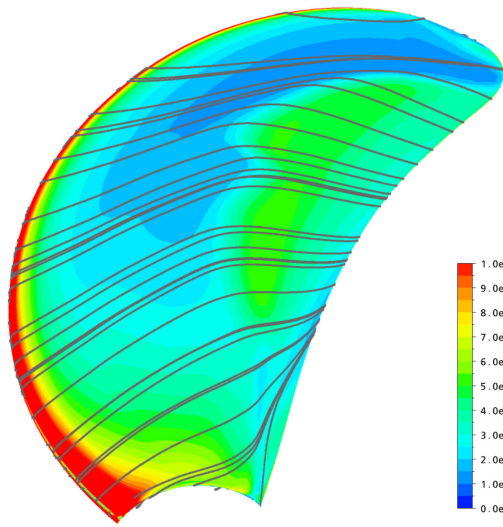


Abb. 5.18: P019 - Saugseite, Reibungsbeiwert (mittleres Gitter)

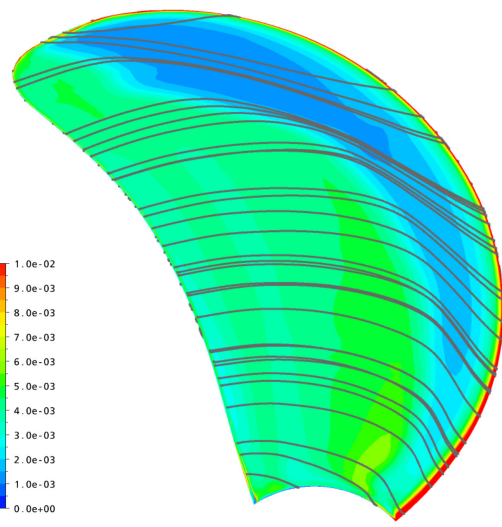


Abb. 5.19: P019 - Druckseite, Reibungsbeiwert (mittleres Gitter)

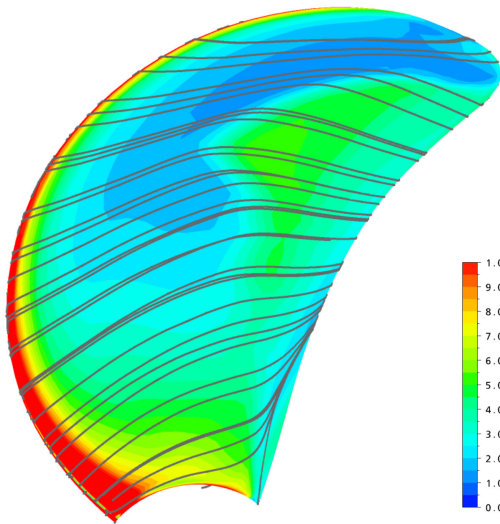


Abb. 5.20: P019 - Saugseite, Reibungsbeiwert (grobes Gitter)

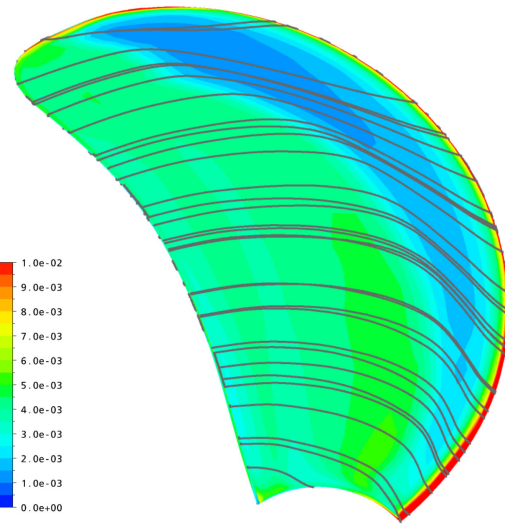


Abb. 5.21: P019 - Druckseite, Reibungsbeiwert (grobes Gitter)

## 5.5 Numerische Berechnung

Zur Bestimmung des Maßstabeffekts bei Schiffspropellern wurde die numerische Berechnung für die in Tab. 5.1 aufgelisteten Propeller sowohl in Modellgröße (Tab. 5.4) als auch in der Großausführung (Tab. 5.5, siehe Kapitel 5.5.2) durchgeführt. Für den Reynoldszahlbereich des Modells zwischen  $5,0 \cdot 10^5$  und  $9,5 \cdot 10^5$  (bestimmt unter Verwendung der Sehnenlänge bei  $r/R = 0,7$ ) ist grundsätzlich von einer transitionalen Strömung auszugehen. Ob jedoch

auch die Annahme einer vollturbulenten Strömung hinreichend genau ist oder mit welchem Turbulenzgrad zu rechnen ist, wurde mittels Voruntersuchungen analysiert. Zunächst soll an dieser Stelle jedoch das grundsätzliche Vorgehen bei der numerischen Untersuchung von Schiffspropellern erläutert werden.

Tab. 5.4: Daten der untersuchten Modellpropeller

Bezeichnung	Durchmesser $D_{MS}$ [m]	Sehnenlänge	Profildicke	Drehrate $n$ [s <sup>-1</sup> ]	Wassertemperatur [°C]
		bei $r/R = 0,7$ $c$ [m]	bei $r/R = 0,7$ $t$ [mm]		
P001	0,2514	0,0804	4,0431	14,99	14,10
P002	0,1991	0,0572	3,4957	25,00	16,50
P003	0,2438	0,0871	4,2383	16,00	17,00
P004	0,2657	0,0860	4,4443	14,50	16,70
P005	0,2715	0,0859	4,5602	13,51	14,50
P006	0,2522	0,0971	4,4478	15,52	15,00
P007	0,2690	0,0825	4,2563	14,00	20,80
P008	0,2655	0,0752	4,2930	15,00	14,90
P009	0,2891	0,1055	5,1912	15,00	16,40
P010	0,2891	0,1055	5,0949	15,00	14,10
P011	0,2626	0,0825	4,6510	15,50	19,80
P012	0,2400	0,0696	3,5800	20,03	16,10
P013	0,2550	0,0830	3,5990	11,13	17,90
P014	0,2468	0,0785	3,9338	16,00	15,30
P015	0,2173	0,0657	3,6849	20,00	19,80
P016	0,2200	0,0769	3,1972	12,15	14,50
P017	0,2393	0,0688	3,7072	18,55	16,40
P018	0,2642	0,0885	4,3520	14,50	20,50
P019	0,2605	0,0821	4,3118	17,02	16,90
P020	0,2510	0,0723	4,0456	17,00	22,00
P021	0,2191	0,0707	3,5567	14,00	20,80
P022	0,2500	0,0878	4,0301	15,99	16,40
P023	0,2546	0,0808	4,3055	16,00	18,90

Alle Berechnungen wurden unter Freifahrtbedingungen durchgeführt, somit konnten aufgrund der parallelen Anströmung die numerischen Berechnungen auf einen Flügel begrenzt werden. Für die Berechnung wurden zwei Teilgebiete, ein feststehendes Gebiet (Fernfeld) und der Rotorbereich (Nahfeld), erzeugt. Die Winkelstellung des Rotorgebiets ändert sich während der Berechnung gegenüber dem feststehenden Gebiet nicht. Die tatsächliche Stellung aufgrund der vorgegebenen Propellerdrehzahl wird ausschließlich mathematisch durch die Methode des rotierenden Koordinatensystems innerhalb des Rechenverfahrens berücksichtigt. Im Rotorbereich ist ein Flügel des jeweiligen Propellers inklusive Nabe integriert, das feststehende Gebiet beinhaltet die Nabenkappe und die Propellerwelle (siehe Kapitel 5.2). Für die beiden Gebiete wurden Volumengitter auf Basis der Erläuterungen zur Gittergenerierung in Kapitel 5.3 erstellt.

Die beiden Teilgebiete wurden durch die Verwendung von Schnittstellen numerisch miteinander verknüpft (siehe Kapitel 3.2.4), hierbei werden die Gleichungen numerisch gekoppelt gelöst. Zur Minimierung des Interpolationsfehlers, der aufgrund der Verwendung von non-matching Interfaces entstehen kann, ist es ratsam, an diesen Berührflächen in beiden Gebieten möglichst eine gleiche Anzahl an Zellen zu verwenden und eine gleichmäßige Verteilung vorzunehmen, da hierdurch das Verhältnis der Zellen vom Rotorgebiet zum feststehenden Gebiet verbessert werden kann, woraus im besten Fall ein Zellverhältnis von 1:1 resultiert. Durch dieses Vorgehen wird die Interpolation der Daten an den Grenzflächen der Gebiete verbessert, wodurch eventuelle Ungenauigkeiten verringert werden.

Neben den Schnittstellen ist ebenfalls eine Definition der Ränder notwendig. Da nur jeweils ein Flügel numerisch untersucht wurde, müssen die Wechselwirkungen mit den anderen Flügeln durch Anwendung einer räumlichen periodischen Randbedingung sichergestellt werden. Daneben wurden für die Geometrieoberflächen des Propellers, der Nabe inklusive Nabenkappe und einem Teil (Länge  $3D$ ) der Propellerwelle, der an die Nabe angrenzt, eine Oberfläche mit Haftbedingung angenommen. Am Einströmrand wurde die Geschwindigkeit ( $v_A = \frac{J \cdot D}{n}$ ) entsprechend dem jeweils zu untersuchenden Fortschrittsgrad bestimmt. Hierfür wurde der Durchmesser und die Drehzahl des jeweiligen Propellers verwendet (siehe Tab. 5.4 und Tab. 5.5). Des Weiteren wird am Einströmrand die Turbulenz der Strömung vorgeben. Am Ausströmrand wurde bei allen Berechnungen gleichermaßen ein Referenzdruck von  $0Pa$  als Bezugsgröße der Drücke angesetzt. Am Ausströmrand liegt eine ungestörte Ausströmbedingung vor, da keine Druck-erhöhung besteht. Als Randbedingung für den äußeren Zylinder des ortsfesten Teilgebiets sowie der Verlängerung der Propellerwelle wurde eine reibungsfreie Wand angenommen. Die Untersuchung eines Propellers bei homogener Anströmung (Freifahrtbedingungen) ist ein zeitunabhängiges Problem. Daher wird die numerische Berechnung stationär durchgeführt. In der numerischen Berechnung wurde das SST Turbulenzmodell nach MENTER [24] verwendet, für das Modell in Kombination mit einem Strömungsumschlagmodell. Ausschlaggebend für den Abbruch der Berechnung war, dass sich die Kräfte am Propellerflügel nicht mehr ändern, es wurde eine Toleranz von maximal  $\pm 0,001\%$  zugelassen. Weiterhin sollte eine deutliche Abnahme der Residuen der zu lösenden Gleichungen gegenüber deren Wert zu Beginn der Berechnung vorhanden sein. Ferner sollen die Residuen, die den Mittelwert aller Residuen im Rechengebiet der jeweilig gelösten Gleichung darstellen, den Wert  $1,0 \cdot 10^{-4}$  unterschreiten.

### **5.5.1 Untersuchungen zum Einfluss des Turbulenzgrads auf die Berechnungen im Modellmaßstab**

Die Untersuchungen zum Turbulenzgrad wurden für die zuvor gewählten Propeller P004, P019 und P021 in Modellgröße durchgeführt. Im weiteren Verlauf werden lediglich die Ergebnisse

für den Propeller P019 diskutiert, da für die weiteren Geometrien keine signifikant anderen Ergebnisse ermittelt wurden. Die Untersuchung wurde auf den Bereich um die Entwurfsfortschrittsziffer begrenzt, da der typische Arbeitsbereich des Propellers im Nachstrom eines Schiffs etwa 10% um  $J^*$  schwankt, zur weiteren Erläuterung zum Arbeitsbereich des Propellers siehe Kapitel 6.

Die numerische Untersuchung zum Einfluss des Turbulenzgrads wurde anhand des zuvor beschriebenen Vorgehens durchgeführt. Um die resultierenden Kräfte am Propellerflügel aufgrund unterschiedlicher Turbulenz der Strömung zu bestimmen und daraus eine Schlussfolgerung für den zu verwendenden Turbulenzgrad ableiten zu können, wurde in der numerischen Berechnung das SST Turbulenzmodell in der Standardform zur Berechnung bei vollturbulenter Strömung und in Verbindung mit dem Transitionsmodell zur Berücksichtigung des Strömungsumschlags verwendet. In den Simulationen mit Berücksichtigung des Strömungsumschlags wurden am Einströmrand des Rechengebiets drei verschiedene Turbulenzgrade (3%, 5% und 7%) angesetzt. Die Abnahme der Turbulenz wurde bis zum Ende des Propeller-Zustrombereichs verzögert, wodurch am Propellerflügel ein Strömungsumschlag in Form der Bypass-Transition stattfand.

Aufgrund der Annahmen für den Turbulenzgrad stellen sich die in Abb. 5.22 abgebildeten Schubbeiwerte ein. Hierbei wird zunächst unterschieden zwischen Druck- und Reibungsanteil. Für den Druckanteil kann festgestellt werden, dass mit steigendem Turbulenzgrad niedrigere Kraftanteile berechnet werden, die vollturbulente Berechnung (blau) liefert die geringsten Druckkräfteanteile. Im untersuchten Fortschrittsgradbereich kann darüber hinaus eine veränderte Steigung der einzelnen Geraden untereinander aufgrund des Turbulenzgrads festgestellt werden. Der Kraftanteil basierend auf der Reibung steigt mit Zunahme des Turbulenzgrads und ist für die vollturbulente Strömung am größten, dies deckt sich mit den in LANGTRY [20] an einer ebenen Platte durchgeführten Untersuchungen zu verschiedenen Turbulenzgraden. Bei identischer Strömungsgeschwindigkeit (Fortschrittsziffer) ist aufgrund eines höheren Turbulenzgrads ein früherer Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung auf der Flügeloberfläche festzustellen, wodurch letztlich der Kraftanteil ansteigt.

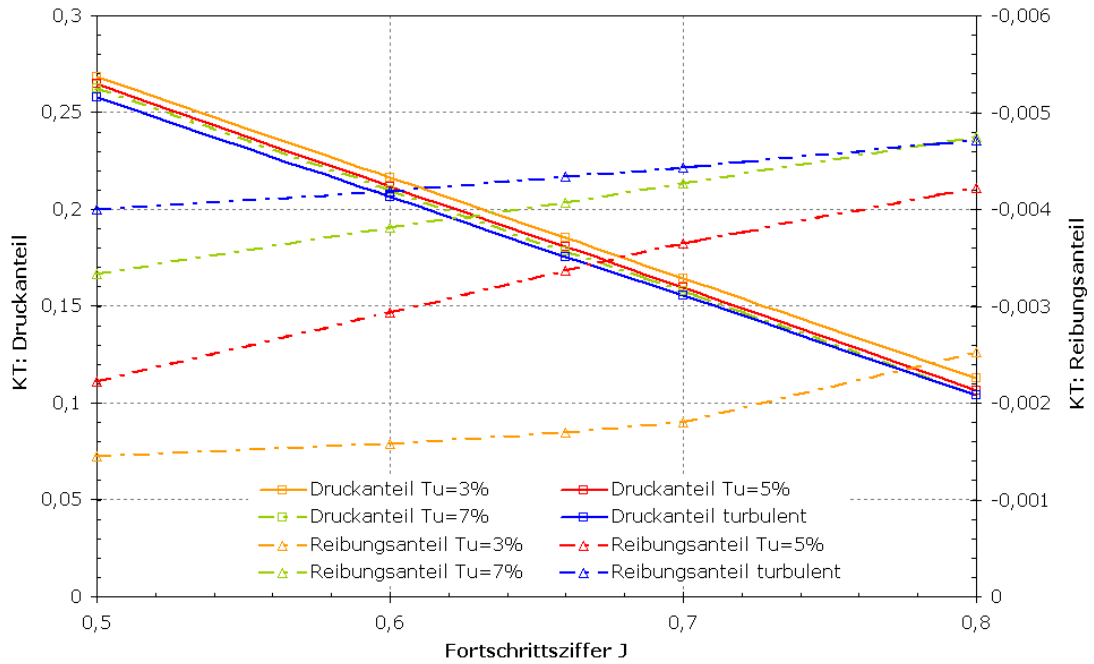


Abb. 5.22: P019 - Schubbeiwert, Druck- und Reibungsanteil

Die Auswertung des Drehmomentenbeiwerts (siehe Abb. 5.23) weist ähnliche Charakteristika auf, wie zuvor für den Schubbeiwert beschrieben. Auch für den Drehmomentenbeiwert kann eine Abnahme des Druckanteils aufgrund der Zunahme des Turbulenzgrads festgestellt werden. Der Reibungsanteil steigt wie zu erwarten mit anwachsendem Turbulenzgrad. Die Berechnung bei Verwendung des vollturbulenten Ansatzes liefert für den Druckanteil die geringsten und für den Reibungsanteil die größten Werte im untersuchten Fortschrittszifferbereich.

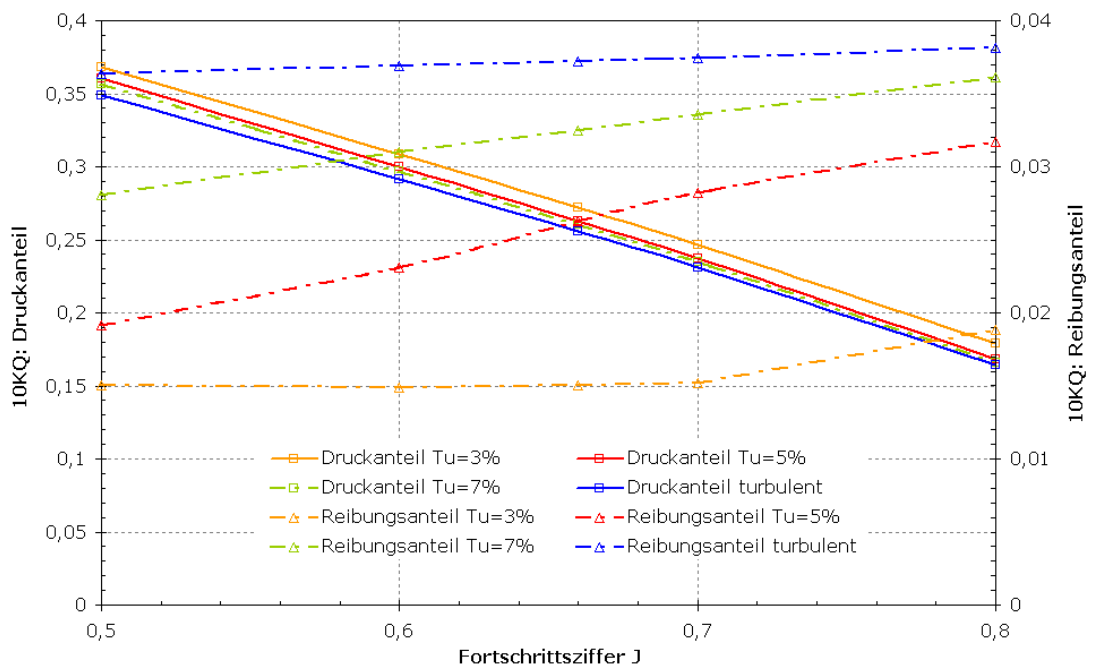


Abb. 5.23: P019 - Drehmomentenbeiwert, Druck- und Reibungsanteil

Abb. 5.24 zeigt die Beiwerte für Schub und Drehmoment und die gemessenen Werte im Freifahrtversuch sowie im Kavitationstunnel. Der Schubbeiwert wird aus dem Druckanteil verringert um die Reibung, die je nach Fortschrittsziffer und Turbulenzgrad zwischen 0,5% bis 5% (siehe Abb. 5.22) bezogen auf den Gesamtschub beträgt, gebildet, wohingegen der Drehmomentenbeiwert aus der Addition von Druck- und Reibungsanteil berechnet wird. Der Reibungsanteil des Drehmomentenbeiwerts beträgt je nach Fortschrittsziffer und Turbulenzgrad betragsmäßig 10% bis 20% (siehe Abb. 5.23) und hat somit einen deutlich größeren Anteil am Gesamtmoment im Vergleich zur Bestimmung des Gesamtschubs. Hieraus resultiert u. a., dass für den Schubbeiwert eine einheitliche Veränderung (Abnahme) mit zunehmendem Turbulenzgrad vorhanden ist. Unter Annahme einer vollturbulenten Strömung wird der kleinste Schub erzielt. Die Messwerte stammen sowohl aus Freifahrtversuchen sowie neueren Messungen im Kavitationstunnel von GUTSCH [14] und liegen im Größenordnungsbereich der berechneten Schubbeiwerte für 3% und 5% Turbulenzgrad. Für den Drehmomentenbeiwert kann aufgrund des deutlich größeren Reibungsanteils keine einheitliche Aussage getroffen werden, bei  $J = 0,7$  und  $J = 0,8$  nimmt der Beiwert mit steigendem Turbulenzgrad zu, für  $J = 0,6$  sind die Werte für 3% und 5% Turbulenzgrad nahezu identisch und bei  $J = 0,5$  wurde für den Turbulenzgrad von 3% ein höherer Drehmomentenbeiwert im Vergleich zu  $Tu = 5\%$  berechnet. Daraus leitet sich eine unterschiedliche Steigung des nahezu linearen Verlaufs der Drehmomentenbeiwerte für die verschiedenen Turbulenzgrade ab. Die Messwerte für das Drehmoment aus dem Freifahrtversuch liegen jeweils oberhalb ( $\Delta 10K_Q \approx 0,015$ ) der Ergebnisse der numerischen Simulation (siehe Abb. 5.24). Die Abweichungen zwischen numerischer Simulation sind zum einen auf die in der Berechnung getroffenen Annahmen (Turbulenzmodell, Gitter etc.) und Vereinfachungen zurückzuführen und zum anderen auf eventuell vorhandene Fehler bei der Freifahrtmessung. Bei dem Vergleich für P019 sticht besonders die nahezu konstante Differenz von Messung und Berechnung des Drehmomentenbeiwerts heraus. Diese Abweichung lässt auf eine ungenaue Bestimmung des Leermoments, das zu Beginn der Freifahrtversuche bei vorgegebener Drehzahl gemessen und im Folgenden von jeder Messung abgezogen wird, schließen. Die ungenaue Ermittlung des Leermoments kann u. a. auf eine Temperaturabhängigkeit des Dynamometers zurückgeführt werden. Insbesondere muss das Freifahrtgerät inkl. Dynamometer zu Messbeginn eine Weile einlaufen bis konstante Messwerte möglich sind. All dies sind mögliche Fehlerursachen für eine ungenaue Drehmomentenmessung. Darüber hinaus beziffern die Versuchsanstalten die Abweichung bei wiederholten Freifahrtmessungen mit 0 – 3%.

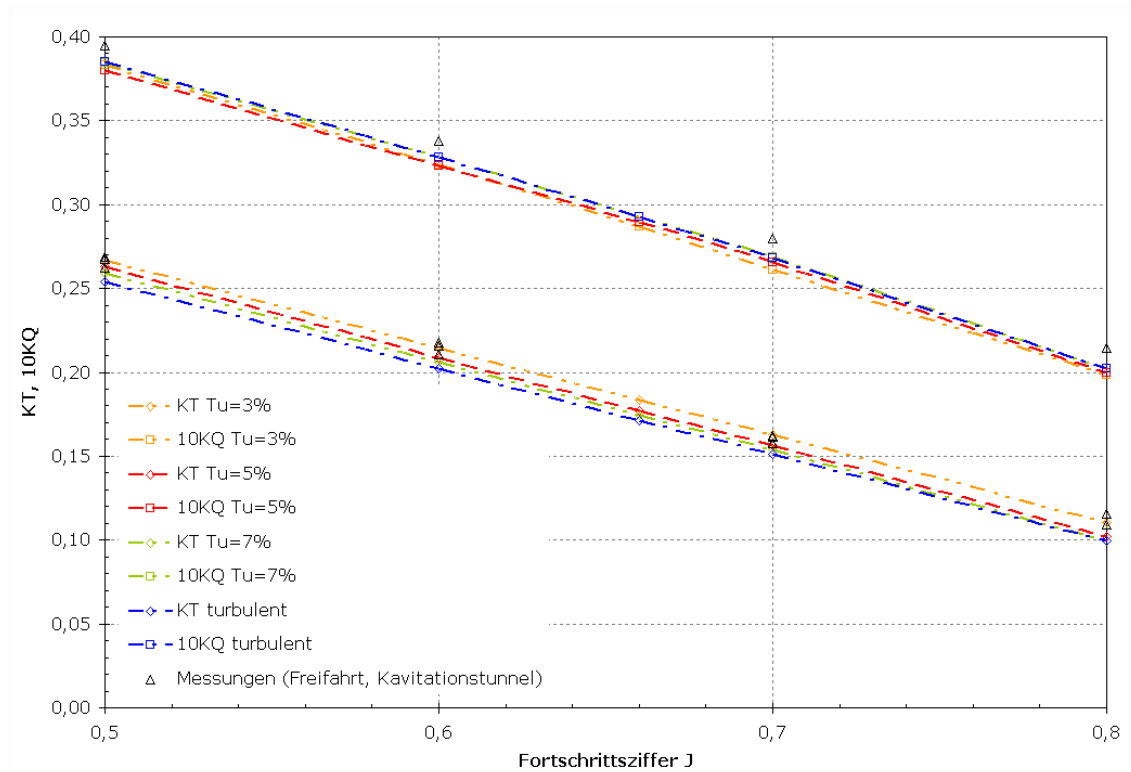


Abb. 5.24: P019 - Schub- und Drehmomentenbeiwerte sowie Messwerte

Aus den Ergebnissen für den Schub- und Drehmomentenbeiwert unter Verwendung verschiedener Turbulenzgrade sowie der Annahme einer vollturbulenten Strömung resultiert eine Veränderung des Propellerwirkungsgrads und letztlich ein Unterschied für die Beschreibung des Maßstabeffekts. Aufgrund der Annahme einer vollturbulenten Strömung würde die Korrektur des Wirkungsgrads zwischen Modell und Großausführung größer ausfallen. Dagegen fällt die Korrektur für einen großen laminaren Anteil kleiner aus bzw. könnten die Integralen Größen sogar in der Großausführung kleiner sein. Zu dieser Erkenntnis gelangt MEYNE in [26] ebenfalls.

Neben den Messungen von Schub und Drehmoment können die Strömungsverhältnisse auf den Flügeloberflächen durch sogenannte Farbanstrichversuche visualisiert werden. In den Arbeiten von MEYNE [27], GUTSCHE [15], ALLAN [4], BERRY [7] sowie in den Veröffentlichungen der SNAME [39, 40] sind Farbversuche an Propellern dokumentiert, hieraus wurden u. a. Rückschlüsse auf die Strömungsverhältnisse bzw. die Änderung der Strömungsverhältnisse gezogen, wodurch letztlich ein Zusammenhang zwischen dem Anteil der laminaren und turbulenten Strömung am Propellerflügel und dem Propellerwirkungsgrad hergestellt werden kann. Für eine weitere Validierung der numerischen Ergebnisse hat GUTSCH in [14] u. a. für den Propeller P019 Farbanstrichversuche durchgeführt. Hierzu wurden alle Flügel mit einem Lack bestrichen, dieser musste die Eigenschaft besitzen, aufgrund der auf den Propeller einwirkenden Kräfte zu verlaufen, jedoch nicht vollständig abgetragen zu werden, daher wurde dem Indikator für jeden

Flügel eine bestimmte Menge Zuschlagstoff (Kreide/Microballons) beigemischt. Die Microballons dienten ausschließlich zur Identifikation, um hierdurch alle anderen Flügel zuordnen zu können; durch die unterschiedliche Kreidemenge konnte eine detaillierte Auswertbarkeit der Strömungsverhältnisse bei unterschiedlichen Fortschrittsziffern (Geschwindigkeiten) sichergestellt werden. Mittels dieser Vorgehensweise konnte sowohl die Richtung des Farbverlaufs und damit die jeweilige Strömungsart als auch der Bereich des Strömungsumschlag von laminar zu turbulent bestimmt werden (siehe Abb. 5.25, Abb. 5.26, Abb. 5.27 und Abb. 5.29). Anhand der Ergebnisse der numerischen Berechnung kann ebenfalls der Verlauf der reibungsbedingten Kräfte auf der Propellerflügeloberfläche dokumentiert werden. Des Weiteren kann durch Stromlinien die Richtung der wandnahen Strömung dargestellt werden. Aufgrund des Einflusses der Wandschubspannung auf den Verlauf der Stromlinien ist es möglich, den Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung anhand der numerischen Berechnung abzuschätzen (siehe Abb. 5.28 und Abb. 5.30). Die Abbildungen zeigen die normierte Wandschubspannung, der Reibungsbeiwert ist in diesem Kapitel wie folgt definiert. Die resultierende Geschwindigkeit wird als Summe der Anströmgeschwindigkeit  $v_A$  und der Rotationsgeschwindigkeit am jeweiligen Radius  $2 \cdot \pi \cdot n \cdot r$  gebildet.

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \cdot \rho \left[ v_A^2 + (2 \cdot \pi \cdot n \cdot r)^2 \right]} \quad (5.1)$$

Die Validierung des verwendeten numerischen Berechnungsansatzes ist folglich durch detaillierte Auswertung und Vergleich der beiden Ergebnisse möglich. Im weiteren Verlauf werden daher die Ergebnisse für den Propeller P019 anhand der Fortschrittsziffer  $J = 0,7$  diskutiert.

Aus den unterschiedlichen Geschwindigkeitsprofilen von laminarer und turbulenter Grenzschicht lassen sich an der Oberfläche eines rotierenden Propellers verschiedene Verhaltensmuster ableiten. Reibungsbedingt haften wandnahe Wassermoleküle an der drehenden Propelleroberfläche. Die am Flügel auftretenden Reibungskräfte sind in laminarer Strömung deutlich kleiner als in turbulenter. Daraus resultiert, dass die Wirkung der rotationsbedingten Zentrifugalkräfte in der laminaren Strömung groß ist. Bei turbulenten Grenzschichten hingegen sind die Reibungskräfte deutlich ausgeprägter als bei laminarer Strömung, so dass das Verhältnis von Zentrifugal- zu Reibungskräften abnimmt. Folglich resultieren, im Vergleich zur turbulenten, aus einer laminaren Umströmung geringere Wandschubspannungen. Aufgrund dieser durch die Strömung auf die Oberfläche der Modellpropeller und somit auf die Farbbeschichtung ausgeübten Reibungskräfte entstehen Farbverläufe sowie helle und dunklere Bereiche, die Hinweise auf das grenzschichtnahe Strömungsverhalten geben. Hierbei liefern feine, langgezogene Strukturen Rückschlüsse auf die Strömungsrichtung, wobei das Verlaufsverhalten von der Viskosität abhängt. Bei der fließfähigsten Farbe auf Flügel 2 (Abb. 5.27 und Abb. 5.29) überwiegen die Adhäsionskräfte an der Flügeloberfläche, die Farbe hat gute Hafteigenschaften und verläuft



aufgrund der erzeugten Reibungskräfte in Strömungsrichtung. Diese Haftkräfte nehmen mit Erhöhung der Viskosität der Farbe ab, so dass eine Zunahme des Farbabtrags beobachtet werden kann (siehe Flügel 4, 5 in Abb. 5.25). Dieses Verhalten ist nicht auf die Strömungscharakteristik zurückzuführen. Des Weiteren sind Unterschiede der Farbschichtdicke durch dunkle und helle Bereiche gekennzeichnet und treten in Abhängigkeit der Reibungsintensität an der Oberfläche auf. Für die betrachteten Verläufe auf den Flügeloberflächen bedeuten die zuvor gegebenen Hinweise, dass die Stromlinien des laminaren Grenzschichtprofils die tangentielle Strömungsrichtung (Profilverlauf) verlassen und durch die rotationsbedingten Zentrifugalkräfte in radialer Richtung abgelenkt werden. Diese nach außen verlaufenden Strukturen sind in Abb. 5.25 und Abb. 5.26 für die Flügel 2, 3 und 4 gut zu erkennen. Die Richtungsänderung des Stromlinienverlaufs ist auf der Saugseite von Flügel 2 (Abb. 5.27 und Abb. 5.29) am deutlichsten zu beobachten. Diese Richtungsänderung der Grenzschicht ist ein Indiz für den Bereich des Strömungsumschlags, dieser ist in den Abbildungen durch eine gestrichelte rote Linie angedeutet. Der Strömungsumschlag tritt auf der Druckseite deutlich früher ein und ist auf die Umströmung der Eintrittskante zurückzuführen, dies konnte bereits an den Voruntersuchungen in Kapitel 4 gezeigt werden.

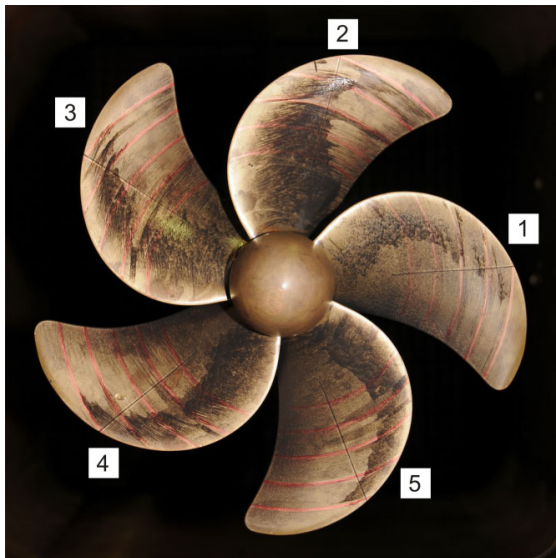


Abb. 5.25: P019 - Saugseite, Farbanstrichversuch

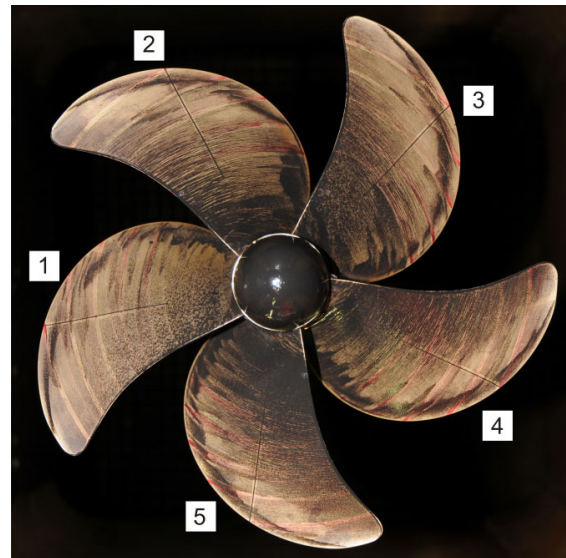


Abb. 5.26: P019 - Druckseite, Farbanstrichversuch

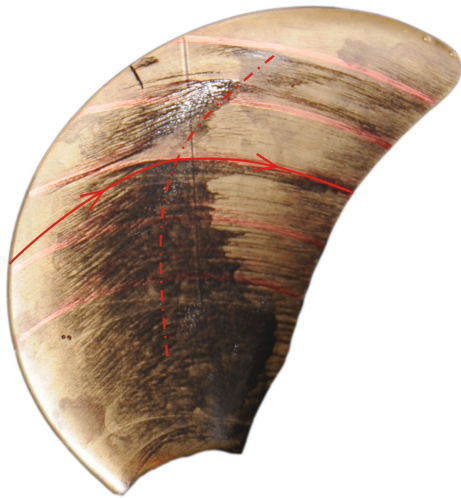


Abb. 5.27: P019 - Saugseite Flügel 2, Farbanstrichversuch

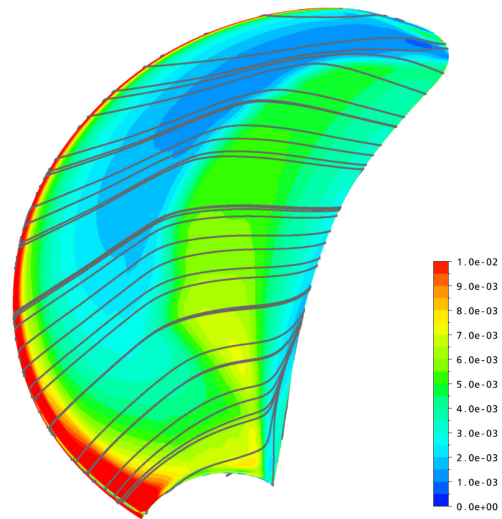


Abb. 5.28: P019 - Saugseite, Reibungsbeiwert überlagert mit Stromlinien

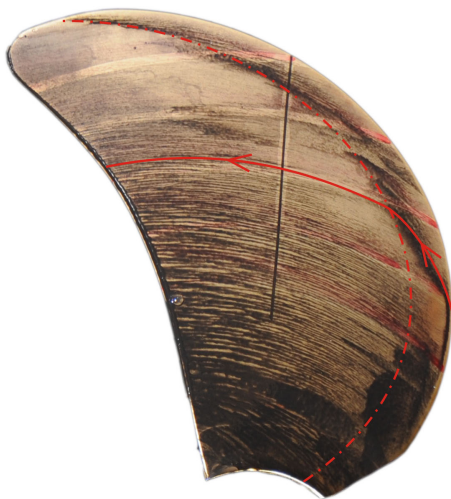


Abb. 5.29: P019 - Druckseite Flügel 2, Farbanstrichversuch

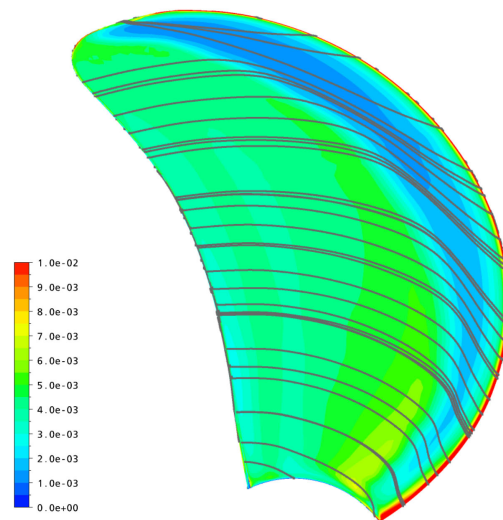


Abb. 5.30: P019 - Druckseite, Reibungsbeiwert überlagert mit Stromlinien

Neben den Bildern des Farbanstrichversuchs zeigen die Ergebnisse der numerischen Simulation (Abb. 5.28 und Abb. 5.30) starke Änderungen im Verlauf der Wandschubspannung aufgrund der Veränderung der Strömungscharakteristik. Bereiche mit geringer Wandschubspannung (blau) sind kennzeichnend für laminares Strömungsverhalten und Gebiete mit größerer Wandschubspannung (grün) deuten auf turbulentes Strömungsverhalten hin. Im Bereich der Eintrittskante entstehen aufgrund des starken Geschwindigkeitsgradienten im Bereich des Staudrucks besonders hohe Wandschubspannungen (gelb und rot) am Profil. Des Weiteren geben die Stromlinien

Aufschluss über die jeweilige Strömungsart. Der laminare Strömungscharakter ist deutlich am radial zur Flügelspitze abweichenden Verlauf der Stromlinien erkennbar. Im Bereich des Strömungsumschlags verringert sich schlagartig die Steigung der Stromlinien, so dass diese nahezu tangential, entlang eines Meridianschnittes, verlaufen.

Der Vergleich der Farbanstrichversuche mit den numerischen Untersuchungen liefert für den Propeller P019 bei  $J = 0,7$  allgemein eine recht gute Übereinstimmung. Es ist jedoch sowohl auf der Saug- als auch auf der Druckseite ein tendenziell späterer Strömungsumschlag in der numerischen Berechnung festzustellen. Eine detaillierte Auswertung liefert exemplarisch für den Vergleich der laminaren Lauflänge bei  $r/R = 0,7$  einen späteren Umschlag auf der Saugseite von etwa 4% und auf der Druckseite von nahezu 2% bezogen auf die Sehnenlänge. Deutliche Unterschiede sind für den P019 nur an der Flügelspitze auf der Saugseite zu beobachten. Die numerische Simulation berechnet eine laminare Umströmung, wohingegen die Farbversuche aufgrund der abgetragenen Farbe auf eine turbulente Strömung hindeuten.

Durch die Betrachtung der Ergebnisse für weitere Fortschrittsziffern von P019 kann die zuvor gemachte Aussage bzgl. des tendenziell etwas später einsetzenden Umschlags auf Saug- und Druckseite in der numerischen Berechnung bestätigt werden. Diese Aussage ist auch für weitere Propeller, die in [14] von GUTSCH untersucht wurden, gültig. Wobei die Unterschiede ebenfalls bezogen auf die Lauflänge gering, d. h. im einstelligen Prozentbereich, sind. Des Weiteren konnte eine bessere Übereinstimmung zwischen Farbversuch und numerischer Simulation bzgl. der Strömungscharakteristik an der Flügelspitze für die anderen Propeller festgestellt werden.

Für einen früheren Strömungsumschlag in der numerischen Berechnung wäre die Verwendung eines höheren Turbulenzgrads nötig. Wie jedoch Abb. 5.24 zeigt, würden sich im Vergleich zu den Messungen die Ergebnisse der numerischen Berechnung bezogen auf den Schubbeiwert verschlechtern und für den Drehmomentenbeiwert verbessern, woraus eine Verringerung des Wirkungsgrads entstehen würde. Die Vereinfachung mit einem vollturbulenten Ansatz für die Berechnung der Modellpropeller erscheint im Hinblick auf die Bestimmung von Maßstabseffekten an Schiffspropellern nicht sinnvoll. Für  $Tu = 3\%$  würde der Strömungsumschlag noch verspäteter eintreten, woraus eine Verringerung des Reibungsanteils resultiert (siehe Abb. 5.22), welche einen größeren Schub zur Folge hat, dieser liegt jedoch im Bereich der Messungen.

Die Untersuchungen zum Turbulenzgrad haben gezeigt, dass die Berechnungen mit  $Tu = 5\%$  die besten Ergebnisse im Hinblick auf die Strömungscharakteristik sowie für Schub- und Drehmomentenbeiwert liefern. Daher wird für alle Berechnungen des Modellpropellers der Turbulenzgrad mit 5% angesetzt.

### 5.5.2 Vergleich der Ergebnisse der numerischen Untersuchungen der Großausführung mit denen des Modellpropellers

Neben dem numerischen Freifahrtversuch für den Modellpropeller werden entsprechende Berechnungen für die Großausführung durchgeführt, um aufgrund der Unterschiede zwischen Modell- und Großausführung Rückschlüsse auf die Maßstabseffekte ziehen zu können. Für die Großausführung (Tab. 5.5) kann aufgrund des Reynoldszahlbereichs zwischen  $3,5 \cdot 10^7$  und  $1,1 \cdot 10^8$  (bestimmt unter Verwendung der Sehnenlänge bei  $r/R = 0,7$ ) in dem die Propeller arbeiten, der vereinfachte Ansatz für eine vollturbulente Strömung verwendet werden. Die numerische Berechnung der Großausführung wurde anhand der zu Beginn des Kapitels beschriebenen allgemeinen Vorgehensweise durchgeführt.

Tab. 5.5: Großausführungsdaten der untersuchten Propeller

Bezeichnung	Durchmesser $D_{FS} [m]$	Sehnenlänge	Profildicke	Drehrate $n [s^{-1}]$
		bei $r/R = 0,7$ $c [m]$	bei $r/R = 0,7$ $t [mm]$	
P001	7,00	2,2380	112,60	1,800
P002	6,50	1,8670	114,10	1,900
P003	8,80	3,1453	153,00	1,733
P004	7,70	2,4910	128,80	1,667
P005	7,90	2,5000	132,70	1,567
P006	8,45	3,2540	149,00	1,733
P007	7,45	2,2850	117,90	1,700
P008	7,30	2,0680	118,06	1,733
P009	9,60	3,5020	172,40	1,725
P010	9,60	3,5020	169,20	1,725
P011	7,22	2,2680	127,90	1,733
P012	6,00	1,7390	89,50	2,050
P013	8,80	2,8640	124,20	1,417
P014	6,85	2,1800	109,20	1,800
P015	7,10	2,1470	120,40	1,800
P016	10,50	3,6708	152,60	1,267
P017	6,70	1,9250	103,80	1,800
P018	7,65	2,5630	126,00	1,667
P019	6,85	2,1600	113,40	1,900
P020	6,60	1,9020	106,40	1,900
P021	5,15	1,6610	83,60	2,167
P022	8,30	2,9140	133,80	1,757
P023	7,00	2,2230	118,40	1,800

Die Ergebnisse, dokumentiert am Beispiel des Entwurfsfortschrittsgrads  $J^* = 0,66$  für den Propeller P019, geben einen detaillierten Überblick über die Änderung des Drucks und der Wandschubspannung auf der Oberfläche des Propellerflügels. Die globale Betrachtung des gesamten Flügels wird durch eine exemplarische Detailbetrachtung am Radienschnitt  $r/R = 0,7$

ergänzt. Die Unterschiede zur Berechnung des Modells ( $Tu = 5\%$ ) bei gleichem Fortschrittsgrad werden ebenfalls mit den folgenden Diagrammen und Abbildungen aufgezeigt.

In Abb. 5.31 und Abb. 5.32 ist die radial veränderliche Verteilung des Druckbeiwerts auf der Propelleroberfläche der Großausführung für die Saug- und Druckseite dargestellt. Die Abbildungen zeigen den Druckbeiwert, dieser ist in diesem Kapitel wie folgt definiert. Die resultierende Geschwindigkeit wird aus den Anteilen Anströmgeschwindigkeit  $v_A$  und der Rotationsgeschwindigkeit am jeweiligen Radius  $2 \cdot \pi \cdot n \cdot r$  gebildet.

$$C_P = \frac{P}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot \left[ v_A^2 + (2 \cdot \pi \cdot n \cdot r)^2 \right]} \quad (5.2)$$

Abb. 5.31 zeigt an der Eintrittskante aufgrund des dort vorherrschenden Staudrucks den größten Druck. Des Weiteren ist auf der Saugseite ein von der Flügelwurzel zur -spitze abnehmender Druck deutlich zu erkennen. An der Austrittskante nimmt der Druck gegenüber der Flügelmitte zu (siehe hierzu ebenfalls Abb. 5.35). Auf der Druckseite liegt bis zum Radienschnitt  $r/R \cong 0,5$  ein negativer Druck vor, dieser nimmt stetig, jedoch nicht so deutlich wie auf der Saugseite, ab, so dass für große Bereiche ein positiver Druck vorhanden ist. Da der Propeller für das Nachstromfeld eines bestimmten Schiffs entworfen wurde, ist das vorhandene Unterdruckgebiet auf der Druckseite auf die in dieser Untersuchung angesetzte homogene Anströmung zurückzuführen, unter Berücksichtigung des Nachstromfelds wäre es nicht vorhanden. Die allgemeine Beschreibung gilt sowohl für den Modellpropeller als auch für die Großausführung bei paralleler Anströmung.

In Abb. 5.33 und Abb. 5.34 sind die Unterschiede zwischen dem berechneten Druckbeiwert der Großausführung und dem Modell dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass für große Bereiche geringe, jedoch in der Summe für die Berechnung der Kräfte entscheidende Druckbeiwertunterschiede zwischen Großausführung und Modell vorhanden sind. Die größten Unterschiede treten an der Ein- und Austrittskante im Bereich der Flügelwurzel sowie an der Flügelspitze auf.

Anhand vom Abb. 5.35 kann der relativ geringe Unterschied des Druckbeiwerts auf der Oberfläche für den Radienschnitt  $r/R = 0,7$  genauer beschrieben werden. Es ist zu erkennen, dass auf der Druckseite der berechnete Druckbeiwert für die Großausführung nahezu durchweg größer ist; Ausnahmen sind die Eintrittskante und der Bereich des Strömungsumschlags ungefähr bei 40% der Sehnenlänge ( $\phi/\Phi = 0,4$ ). Für die Saugseite ist der negative Druckbeiwert im Modell für den Teil mit laminarer Umströmung ausgeprägter, mit Einsetzen des Strömungsumschlags verändern sich die Verhältnisse; nunmehr besitzt die Großausführung gegenüber dem Modell einen kleineren (negativen) Druckbeiwert. Die Druckbeiwertanstiege für das Modell im Bereich des Strömungsumschlags und dahinter können u. a. aus der Aufweitung der Stromlinien im

turbulenten Bereich im Vergleich zum laminaren Bereich erklärt werden (siehe hierzu Abb. 5.38 und Abb. 5.39), im turbulent umströmten Bereich verringert sich die Geschwindigkeit, woraus ein Druckanstieg resultiert (Diffusorwirkung).

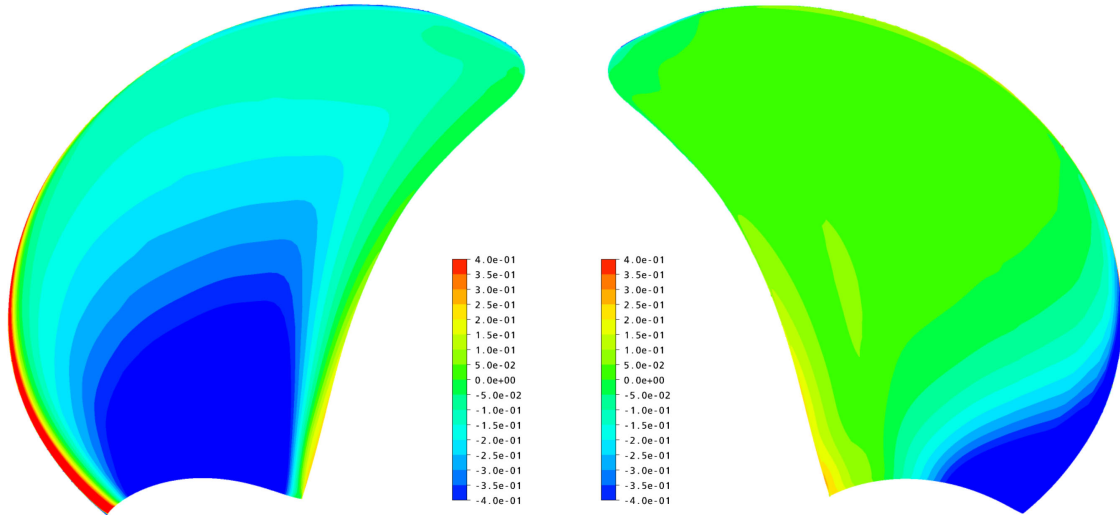


Abb. 5.31: P019 - Saugseite der Großausführung, Druckbeiwert

Abb. 5.32: P019 - Druckseite der Großausführung, Druckbeiwert

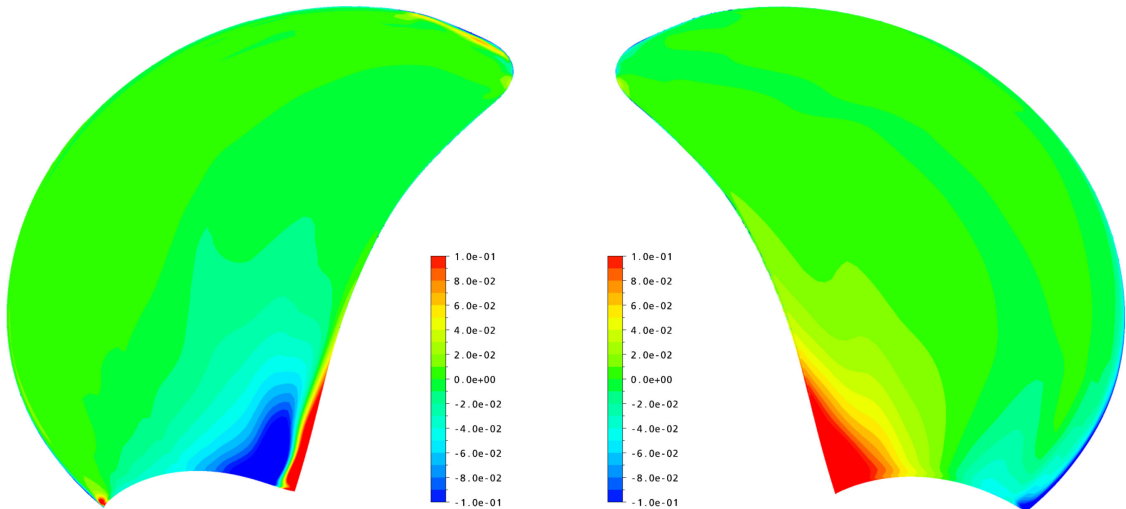


Abb. 5.33: P019 - Saugseite, Differenzen des Druckbeiwerts zwischen FSCalc und MSCalc ( $\Delta C_p$ )

Abb. 5.34: P019 - Druckseite, Differenzen des Druckbeiwerts zwischen FSCalc und MSCalc ( $\Delta C_p$ )

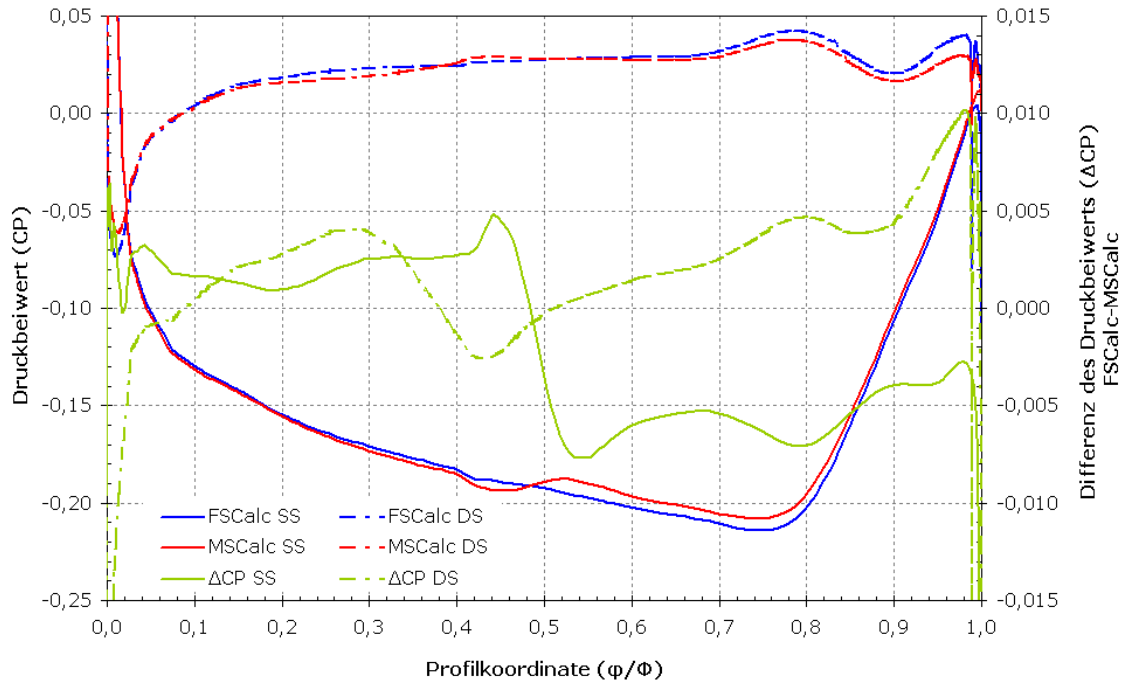


Abb. 5.35: P019 - Druckbeiwert am Radienschnitt  $r/R = 0,7$  für FSCalc, MSCalc und Differenzen

Abb. 5.36 und Abb. 5.37 zeigen den Reibungsbeiwert ( $C_f$ ) auf der Flügeloberfläche der Großausführung; für die Saug- und Druckseite kann eine recht homogene Abnahme von der Eintrittskante bis hin zur Austrittskante festgestellt werden. Diese Abnahme entsteht durch den Anstieg der lokalen Reynoldszahl. Für den Modellpropeller (Abb. 5.38 und Abb. 5.39) ist aufgrund des Reynoldszahlbereichs mit einem Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung zu rechnen. Die Bereiche der laminaren Umströmung mit anschließendem Strömungsumschlag weisen geringe Reibungsbeiwerte (blau) auf, im Strömungsumschlag steigen die reibungsbedingten Kraftbeiwerte schlagartig an und bleiben auf einem höheren Niveau. Im Bereich der Flügelwurzel findet bei diesem Propeller auf der Saugseite kein Strömungsumschlag statt, ein plötzlicher Anstieg des Reibungsbeiwerts bleibt daher aus (laminare Strömung). Für die Druckseite ist nahe der Flügelwurzel ein Übergang von laminar zu turbulent vorhanden, dieser resultiert aus dem vorherrschenden Druck und der Strömung um die Eintrittskante. Es kann festgestellt werden, dass aufgrund des Staudrucks, der in den Untersuchungen stets an der Eintrittskante, jedoch leicht verschoben auf der Saugseite vorherrscht, der Strömungsumschlag tendenziell bei allen untersuchten Propellern früher auf der Druckseite eintritt.



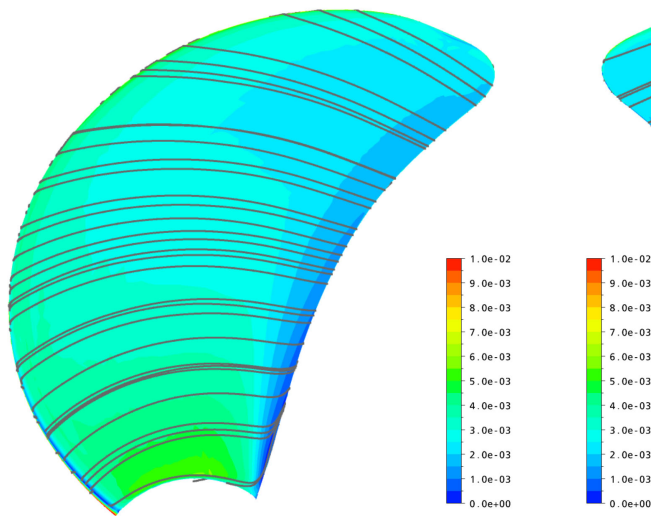


Abb. 5.36: P019 - Saugseite der Großausführung, Reibungsbeiwert

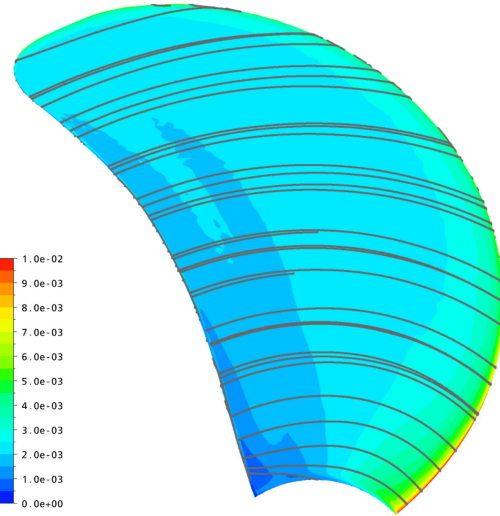


Abb. 5.37: P019 - Druckseite der Großausführung, Reibungsbeiwert

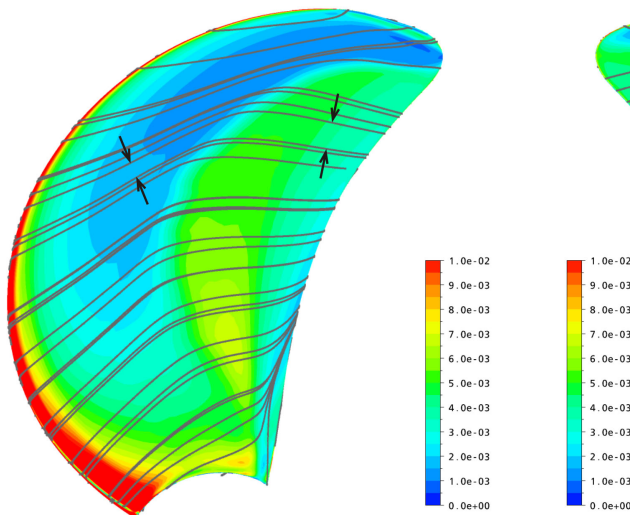


Abb. 5.38: P019 - Saugseite des Modells, Reibungsbeiwert

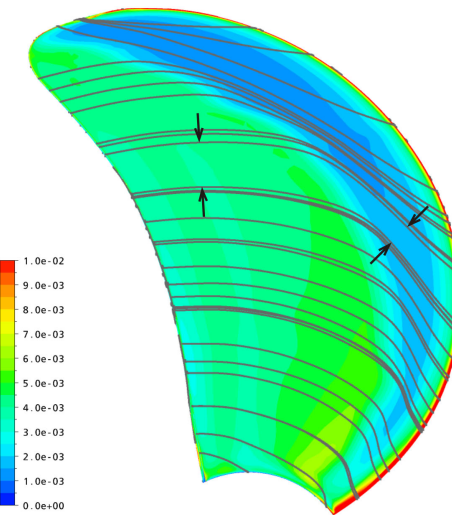


Abb. 5.39: P019 - Druckseite des Modells, Reibungsbeiwert

Abb. 5.40 und Abb. 5.41 zeigen aufgrund des Strömungsumschlags markante Unterschiede zwischen Großausführung und Modell. Die Großausführung besitzt jeweils einen Bereich auf der Saug- und Druckseite, in denen der Reibungsbeiwert größer als der des Modells ist. Dies ist der Fall, da die Reibungsbeiwerte im Modell bis zum Strömungsumschlag stark abnehmen und für die Großausführung etwa auf dem gleichen Niveau bleiben. Auf der Druckseite ist der Bereich, in dem die Großausführung größere Reibungsbeiwerte gegenüber dem Modell aufweist, ein hellgrüner Streifen, der von der Wurzel bis zur Spitze des Flügels verläuft und



auf der Saugseite ist es der gelb-hellgrüne Bereich. Die Bereiche sind in den Abbildungen hervorgehoben.

Abb. 5.42 und Abb. 5.43 spiegeln den klassischen Verlauf für den Reibungsbeiwert, der aus der ebenen Plattenströmung bekannt ist, wider. Die Reibungsbeiwerte für die Modellgröße sind an der Eintrittskante sehr groß, nehmen bis zum Strömungsumschlag deutlich ab und unterschreiten sogar die Werte, die für die Großausführung berechnet wurden. Mit dem Wechsel zur turbulenten Umströmung steigt der Reibungsbeiwert deutlich an und verbleibt bis zur Austrittskante auf einem höheren Niveau.

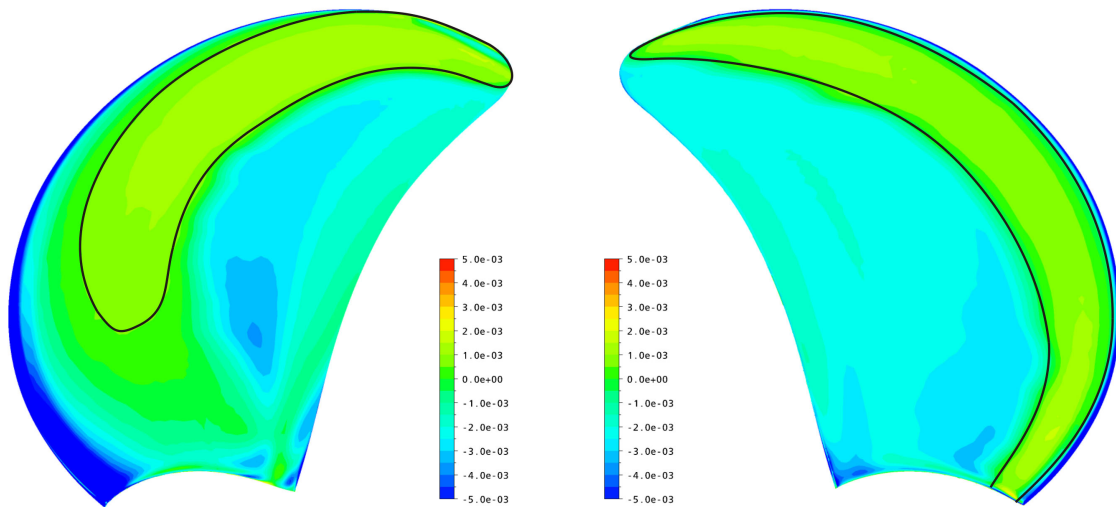


Abb. 5.40: P019 - Saugseite, Differenzen des Reibungsbeiwerts zwischen FSCalc und MSCalc ( $\Delta C_f$ )

Abb. 5.41: P019 - Druckseite, Differenzen des Reibungsbeiwerts zwischen FSCalc und MSCalc ( $\Delta C_f$ )

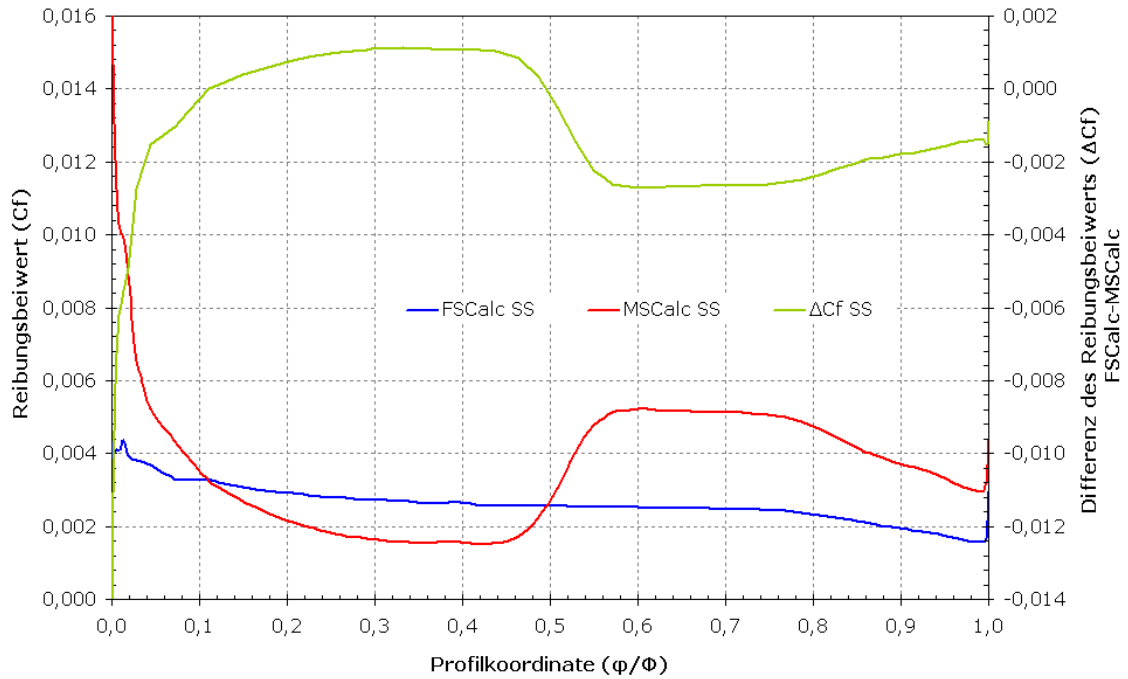


Abb. 5.42: P019 - Saugseite, Reibungsbeiwert am Radienschnitt  $r/R = 0,7$  für FSCalc, MSCalc und Differenzen

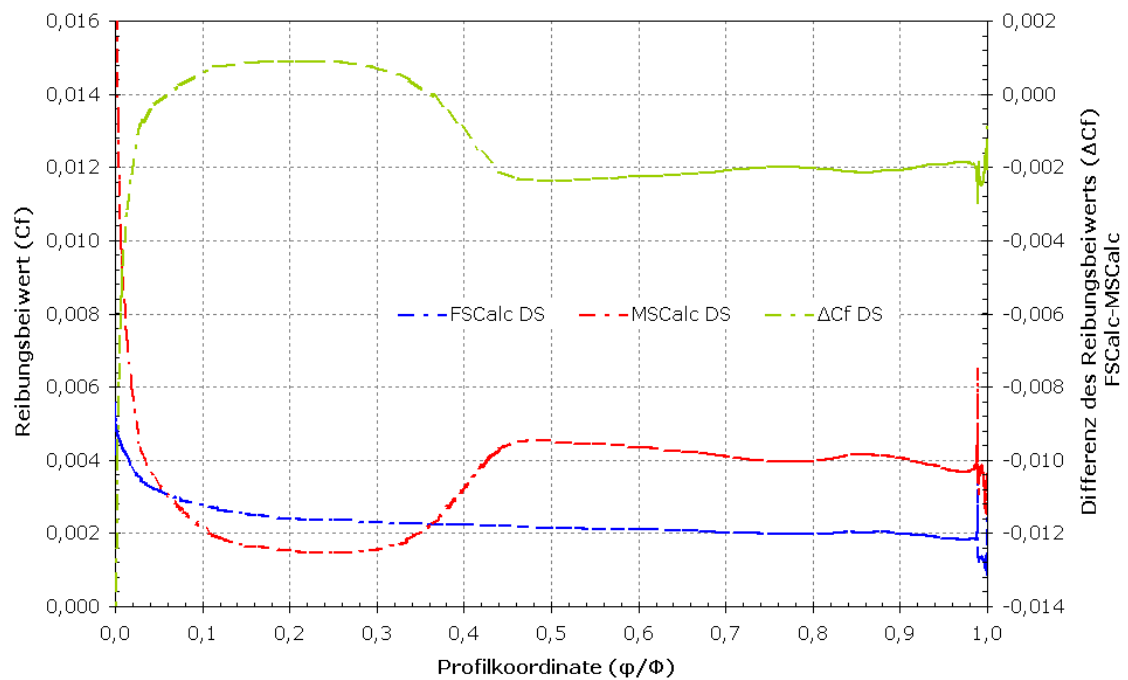


Abb. 5.43: P019 - Druckseite, Reibungsbeiwert am Radienschnitt  $r/R = 0,7$  für FSCalc, MSCalc und Differenzen

Für die Großausführung und das Modell zeigt Abb. 5.44 die berechneten Schub- und Drehmomentenbeiwerte sowie den mittels dieser Größen bestimmte Propellerwirkungsgrad für den Fortschrittszifferbereich  $0,1 \leq J \leq 1,0$ .

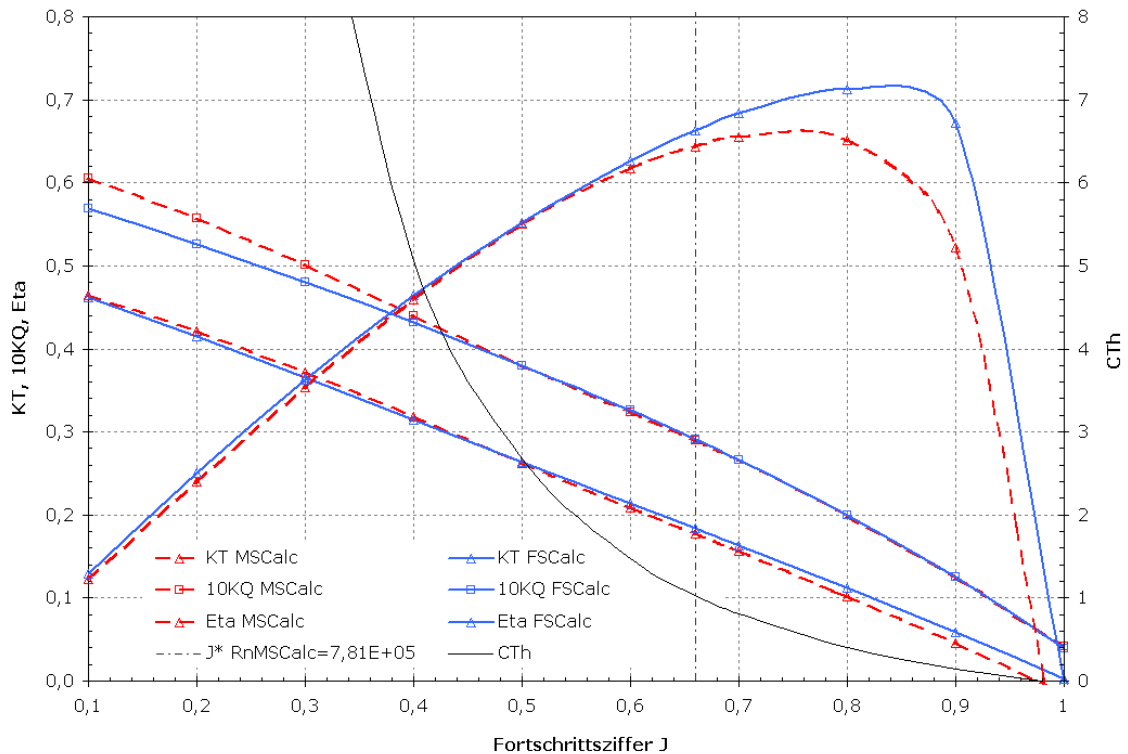


Abb. 5.44: P019 - Schub- und Drehmomentenbeiwert sowie Wirkungsgrad

Für den Entwurfsfortschrittsgrad kann direkt aus der zuvor gegebenen Erläuterung der Unterschied im Schubbeiwert abgeleitet werden. Für alle  $J \geq 0,5$  nimmt der Reibungsanteil für das Modell aufgrund des reynoldszahlbedingt früher auf der Oberfläche einsetzenden Strömungsumschlags zu, wohingegen der Reibungsanteil für die Großausführung aufgrund der veränderten Anströmung der Profile und der daraus resultierenden unterschiedlichen lokalen Reynoldszahl auf der Saug- und Druckseite unwesentlich ansteigt. Darüber hinaus nimmt der Unterschied im Druckanteil zu, woraus letztlich der Abstand zwischen den Schubbeiwertskurven von Modell und Großausführung resultiert. Für alle  $J \leq 0,5$  ist der Reibungsanteil des Modells gegenüber der Großausführung kleiner, dies liegt in der Tatsache begründet, dass bei kleinen Fortschrittsziffern für weite Bereiche der Flügeloberfläche eine laminare Umströmung vorliegt. Dagegen ist der berechnete Druckanteil geringfügig größer. Hieraus resultiert schließlich ein etwas größerer Schubbeiwert für das Modell bei kleinen Fortschrittsziffern (Abb. 5.45).

Die detaillierte Beschreibung gilt ebenso für den Drehmomentenbeiwert, jedoch sind die Unterschiede des Druckanteils etwas ausgeprägter und der Reibungsanteil hat am Gesamtdrehmoment einen größeren Anteil als dies beim Schubbeiwert der Fall ist. Daher sind die Drehmomentenbeiwerte für große Fortschrittsziffern nahezu identisch, wohingegen bei kleinen Fortschrittsziffern der Drehmomentenbeiwert aufgrund des größeren Druckanteils in der Modellberechnung gegenüber der Großausführung ansteigt (vgl. Abb. 5.44 und Abb. 5.46).

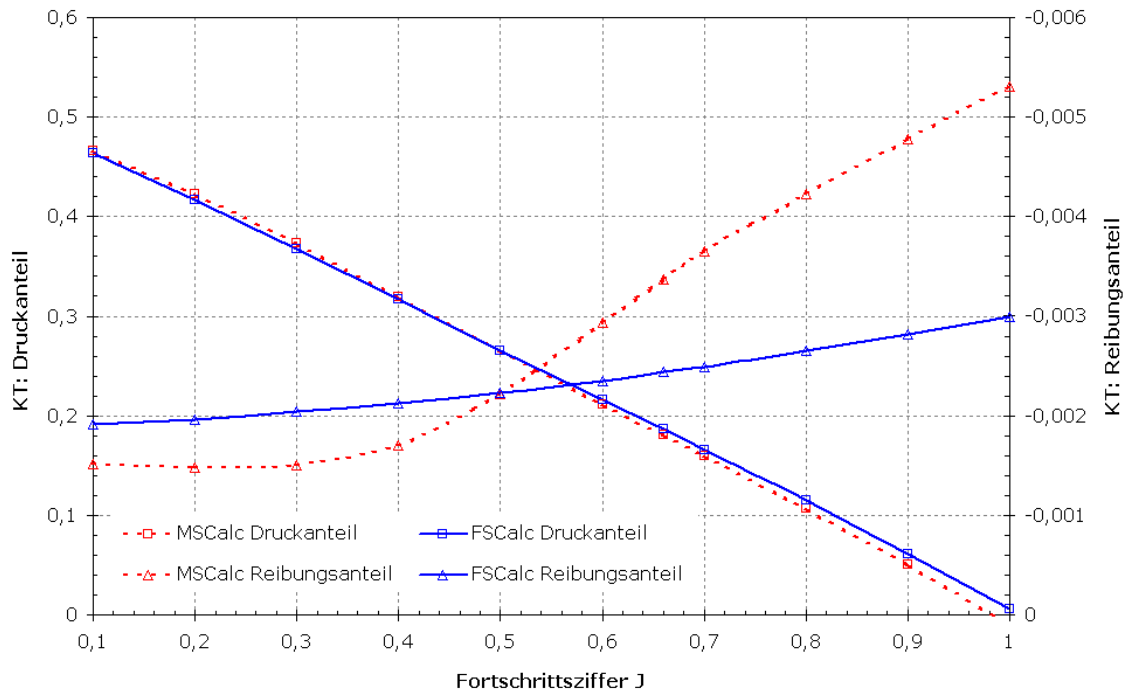


Abb. 5.45: P019 - Druck- und Reibungsanteil des Schubbeiwerts

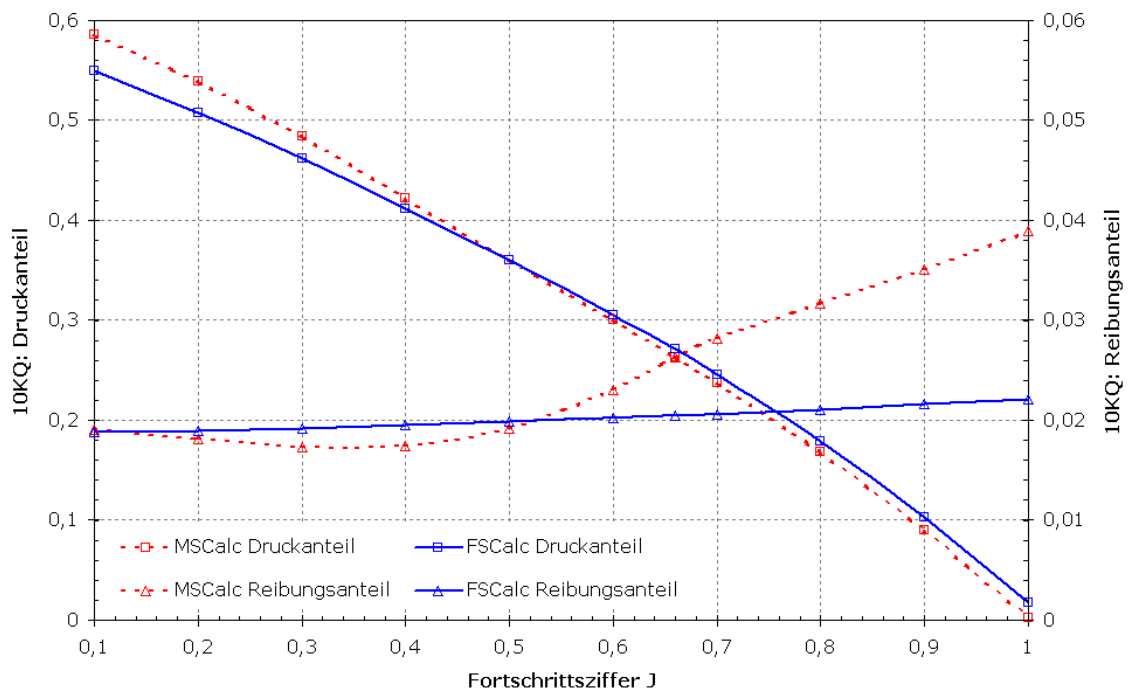


Abb. 5.46: P019 - Druck- und Reibungsanteil des Drehmomentenbeiwerts

Da die Unterschiede zwischen Großausführung und Modell im Schub- und Drehmomentenbeiwert für jeden Propeller aufgrund seiner geometrischen Eigenschaften verschieden sind, kann eine Geometrievariation erste Aufschlüsse über die Änderung der Unterschiede geben. Das später zu entwickelnde Umrechnungsverfahren (siehe Kapitel 6) soll in erster Linie für den Bereich

des Entwurfsfortschrittsgrads zuverlässige Ergebnisse liefern, daher wird die Untersuchung der Geometrievariation für diesen Fortschrittsgradbereich im folgenden Kapitel durchgeführt.

### 5.5.3 Variation der geometrischen Eigenschaften von Propeller P019

Für die Entwicklung eines Verfahrens zur Umrechnung der hydrodynamischen Eigenschaften des Modellpropellers auf die Großausführung ist von entscheidender Bedeutung, die geometrischen Hauptparameter des Propellers zu ermitteln, die maßgeblich die Umströmung des Modellpropellers sowie der Großausführung beeinflussen. Eine Parameterstudie wurde daher exemplarisch für den Propeller P019 durchgeführt. Auf Basis der Ausgangsgeometrie wurden Variationen erstellt, bei denen die Steigung bzw. das Steigungsverhältnis ( $P/D$ ), das Flächenverhältnis ( $A_E/A_0$ ) und der Skewwinkel ( $\theta_s$ ) jeweils einzeln variiert wurden (siehe Tab. 5.6 und Abb. 5.47 bis Abb. 5.49). Die Profilform wurde nicht verändert.

Die numerischen Simulationen wurden für die Großausführung und die Modellgröße anhand des in Kapitel 5.5 beschriebenen Ablaufs durchgeführt. Aus den Ergebnissen der Geometrievariationen können folgende Aussagen abgeleitet werden.

Aus der Erhöhung der Steigung resultiert ein größerer Schub, ebenso jedoch ein größeres Drehmoment. Hieraus entsteht eine Zunahme des Wirkungsgrads. Umgekehrt nehmen Schub und Drehmoment ab und im Vergleich zur Ausgangsgeometrie stellt sich ein Wirkungsgradverlust ein. Diese Aussage ist jedoch nur bei unveränderter Schubbelastung uneingeschränkt gültig.

Aus einer Vergrößerung des Flächenverhältnisses resultiert eine Zunahme des Schubs sowie des Drehmoments, jedoch eine Abnahme des Wirkungsgrads. Dies deckt sich qualitativ mit Ergebnissen aufgrund von Seriendiagrammen (z. B. Wageninger B-Serie).

Die Variation des Skewwinkels liefert keine Veränderungen für Schub und Drehmoment. Die Ergebnisse der numerischen Berechnungen werden durch die folgenden Erfahrungen bestätigt. MEYNE gibt in [28] an, dass ein Propeller mit und ohne Skew gleich gute Propulsionseigenschaften besitzt. In CUMMING [10] sind Freifahrtversuche für Propeller mit unterschiedlichem Skewwinkel enthalten, die praktisch keinen Unterschied im Schub- und Drehmomentenverlauf aufweisen.

Für die Untersuchung der Maßstabeffekte sind jedoch die Differenzen zwischen Großausführung und Modell von besonderem Interesse. Dies erfordert eine detaillierte Auswertung. Für die Variation des Flächenverhältnisses sowie des Skews können die Differenzen für jeden untersuchten Fortschrittsgrad direkt verglichen werden, da sich der Schubbelastungsgrad durch die Veränderung des Flächenverhältnisses nur gering und beim Skew nicht verändert und somit keine Verschiebung des Betriebspunkts eintritt. Aus der Veränderung der Steigung resultiert jedoch eine deutliche Veränderung des Schubbelastungsgrads. Daher können hierfür nur die

Änderungen bei gleicher Schubbelastung bzw. für die jeweiligen Betriebspunkte gegenüber gestellt werden. Aufgrund dieser Tatsache wird die Bewertung der Geometrieviation und der daraus entstandenen Differenzen zwischen Großausführung und Modell auf die jeweilige Entwurfsfortschrittsziffer (siehe Tab. 5.6) begrenzt. Hierzu werden nicht die Schub- und Drehmomentenänderungen bewertet, sondern die resultierende Kraft aus den axialen und tangentialen Anteilen radienschnittweise für die Großausführung und das Modell bestimmt, jeweils mit  $\frac{\rho}{2} \cdot \left[ v_A^2 + (2 \cdot \pi \cdot n \cdot r)^2 \right] \cdot c^2$  normiert und deren Differenz dargestellt (siehe Abb. 5.50).

Tab. 5.6: Geometrieviation -  $A_E/A_0$ ,  $\theta_s$  und  $P/D$

Bezeichnung	Steigungs- verhältnis $P/D [-]$	Flächen- verhältnis $A_E/A_0 [-]$	Skew- winkel $\theta_s [^\circ]$	Entwurfsfort- schrittsziffer $J^* [-]$
P019 Original	0,8928	0,7170	34,9	0,66
P019 $A_E/A_0$ Plus	0,8928	0,8500	34,9	0,66
P019 $A_E/A_0$ Minus	0,8928	0,5500	34,9	0,66
P019 Skew Plus	0,8928	0,7170	50,0	0,66
P019 Skew Minus	0,8928	0,7170	20,0	0,66
P019 $P/D$ Plus	1,0730	0,7170	34,9	0,60
P019 $P/D$ Minus	0,7500	0,7170	34,9	0,75

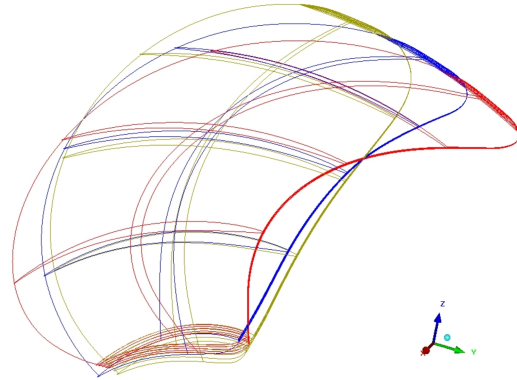


Abb. 5.47: Variation des Skewwinkels

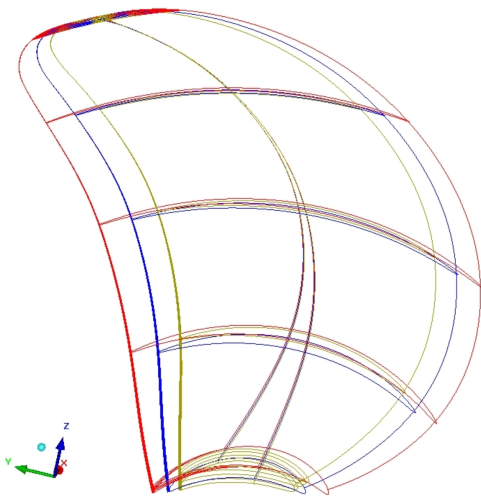


Abb. 5.48: Variation des Flächenverhältnisses

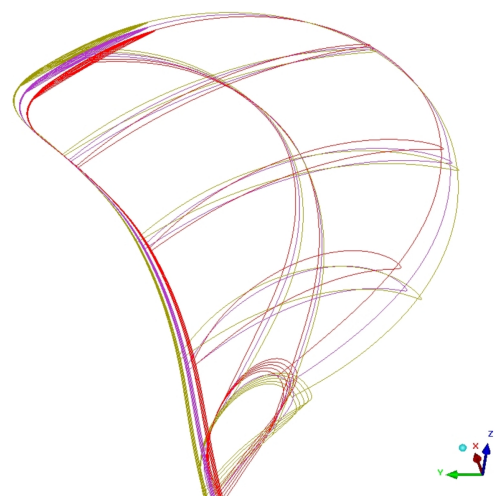


Abb. 5.49: Variation des Steigungsverhältnisses

Für den Vergleich der Steigungsviation wird eine gleichbleibende Schubbelastung des Propellers vorausgesetzt, daher verschiebt sich der Entwurfsfortschrittsgrad für die Verringerung des Steigungsverhältnisses ( $P/D = 0,75$ ) auf  $J^* = 0,6$  und für die Steigungszunahme ( $P/D = 1,073$ ) auf  $J^* = 0,75$ . Abb. 5.50 ist zu entnehmen, dass die Kraftbeiwertdifferenzen aufgrund einer Steigerungserhöhung zunehmen und durch die Steigerungsrücknahme verringert werden. Unter Berücksichtigung der Änderung der Wirkrichtung (Abb. 5.51) der resultierenden

Kräfte und der Annahme eines nahezu unveränderten Drehmoments in der Großausführung auch für die Geometrievariation (vgl. Abb. 5.44) folgt aus einer Steigungszunahme eine Schubzunahme für die Großausführung. Umgedreht nimmt der Schub der Großausführung mit Verringerung des Steigungsverhältnisses ab.

Aufgrund der Vergrößerung des Flächenverhältnisses kann aus Abb. 5.50 eine Verkleinerung der radial veränderlichen Kraftunterschiede zwischen Großausführung und Modell im Vergleich zum Originalpropeller abgeleitet werden. Bei einer Reduzierung der Fläche verringert sich der Kraftbeiwertsunterschied zwischen Großausführung und Modell ebenfalls, jedoch nur bis zum Radienschnitt  $r/R = 0,7$ . Zwischen  $r/R = 0,7$  und der Flügelspitze sind die Kraftbeiwertdifferenzen (FS-MS) im Vergleich zur Originalgeometrie geringfügig größer. Grundsätzlich wird aus einer Flächenzunahme auch eine Zunahme der Maßstabeffekte erwartet, dies ist auch hier der Fall, da jedoch die Kraftdifferenzen mit dem Quadrat der Sehnenlänge normiert werden, wird das Ergebnis stark verzerrt. Die erwartete Zunahme der Maßstabeffekte aufgrund einer Flächenzunahme wird bei Endnormierung ( $c^2$ ) der Kraftdifferenz deutlich. Ebenfalls wird die Zunahme der Maßstabeffekte offensichtlich, wenn mittels der Wirkrichtung der resultierenden Kräfte der Schub sowie das Drehmoment für die Großausführung bestimmt werden. Der Schub nimmt mit steigendem Flächenverhältnis zu, das Drehmoment steigt ebenfalls, aber nur geringfügig.

Die Wahl eines kleineren Skewwinkels liefert im Vergleich zum Originalpropeller geringere Kraftbeiwertunterschiede, dies gilt bei großem Skew ebenso, jedoch nur bis zum Radienschnitt  $r/R = 0,55$ , von diesem Radienschnitt bis zur Flügelspitze nehmen die Kraftunterschiede zu. Bei der Variation des Skews ist jedoch der lokale Winkel zu beachten, denn dieser ist z. B. beim größten untersuchten Skewwinkel im unteren Radienschnittbereich (bis  $r/R = 0,5$ ) zunächst negativ. Aus der Untersuchung kann, wenn auch etwas pauschalisiert, geschlussfolgert werden, dass mit steigendem Skewwinkel die Kraftdifferenzen ansteigen. Die Skewvariation zeigt, dass in diesem untersuchten Fall ab einem Skewwinkel von ca.  $\theta_s = 35^\circ$  keine wesentliche Zunahme der Unterschiede des Schubbeiwerts (FS-MS) mehr eintritt. Aus einer Reduzierung des Skews folgt eine Verringerung der Schubunterschiede zwischen Modell- und Großausführungsmaßstab. Des Weiteren bleiben das Drehmoment bzw. die Differenzen des Drehmoments zwischen Modell und Großausführung gänzlich unbeeinflusst.

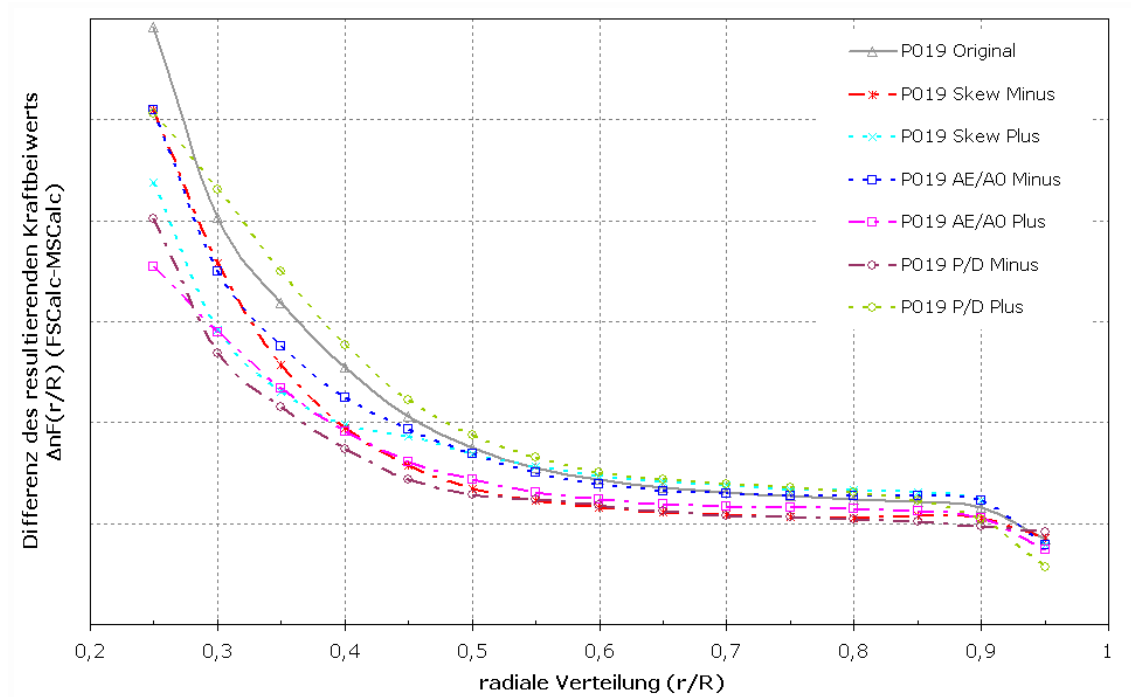


Abb. 5.50: Geometrievariation - Differenzen des resultierenden Kraftbeiwerts (FSCalc-MSCalc)

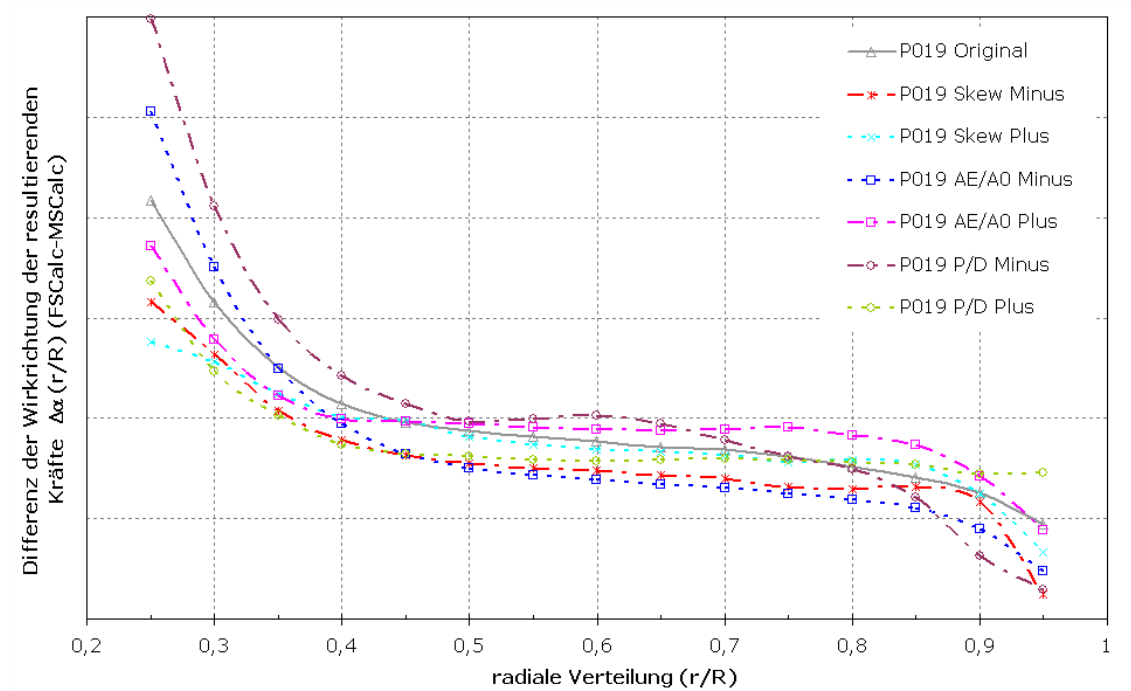


Abb. 5.51: Geometrievariation - Differenzen (FSCalc-MSCalc) der Wirkrichtung der resultierenden Kräfte

Die Ergebnisse der Geometrievariation haben gezeigt, dass die geometrischen Parameter Steigungsverhältnis ( $P/D$ ), Flächenverhältnis ( $A_E/A_0$ ) und Skewwinkel ( $\theta_s$ ) Einflüsse auf die Kraftänderungen vom Modell auf die Großausführung besitzen. Allerdings muss ebenso festgestellt werden, dass diese Einflüsse radial veränderlich sind und es daher anspruchsvoll ist,



hieraus generelle Tendenzen abzuleiten. Des Weiteren sind die Kraftänderungen vom Modell auf die Großausführung vom Schubbelastungsgrad bzw. der Fortschrittsziffer abhängig, so dass hierdurch die formelmäßige Beschreibung der Kraftunterschiede zusätzlich erschwert wird.

Aufbauend auf den Erkenntnissen aus den numerischen Untersuchungen von Propellern im Modell- sowie Großausführungsmaßstab und den zuvor diskutierten Ergebnissen der Geometrievariation wird im folgenden Kapitel das Umrechnungsverfahren für Messergebnisse aus der Propellerfreifahrt erläutert.

## 6 Umrechnungsverfahren

Die bekannten Verfahren zur Umrechnung der Modellmessungen auf die Großausführung unterliegen verschiedenen Annahmen sowie Vereinfachungen (siehe hierzu Kapitel 2.1). Wie die numerischen Untersuchungen gezeigt haben, ist sowohl der Druckanteil als auch der Reibungsanteil der umzurechnenden Größen radial veränderlich. Dabei ist der Reibungsanteil geprägt durch den Strömungsumschlag im Modell, der darüber hinaus auf der Saug- und Druckseite an unterschiedlichen Positionen stattfindet. Aufgrund der unterschiedlichen Reynoldszahlen, in denen die Propeller im Modell und in der Großausführung arbeiten, bestehen Unterschiede bzgl. der Umströmungsarten, woraus letztlich Unterschiede im Reibungs- und Druckanteil beim Schub und Drehmoment resultieren. Dies sind die fundamentalen Erkenntnisse aus den numerischen Berechnungen von Modell und Großausführung und diese stehen teilweise im Gegensatz zu den Annahmen der Verfahren nach MEYNE, ITTC und PRAEFKE, die den Auftrieb unkorrigiert lassen und eine Maßstabsunabhängigkeit des Druckanteils im Widerstandsbeiwert annehmen, was auf zweidimensionale Profiluntersuchungen zurückzuführen ist. Im Gegensatz zu MEYNE und ITTC berücksichtigt PRAEFKE die Dreidimensionalität der Strömung in seinem Verfahren durch die radiale Veränderung des Reibungsanteils.

Das im weiteren Verlauf des Kapitels vorgestellte Umrechnungsverfahren berücksichtigt die unterschiedliche Strömung in Modell und Großausführung sowie die Dreidimensionalität der Strömung und die daraus resultierenden Druck- und Reibungsunterschiede in Schub und Drehmoment.

Das Konzept für die Entwicklung des Umrechnungsverfahrens lässt sich in folgende Punkte unterteilen. Die ersten drei Punkte werden einmalig zur Bestimmung von Koeffizienten benötigt. Für die Berechnungen von Schub sowie Drehmoment im Großausführungsmaßstab sind lediglich die letzten drei Schritte zu berücksichtigen, da die Koeffizientenermittlung auf einer breiten Basis von 23 Propellerentwürfen basiert.

1. Bestimmung der resultierenden Kräfte ( $F_{Res}$ ) sowie ihrer Wirkrichtungen ( $\alpha$ ) für das Modell sowie die Großausführung. Hierfür werden die axialen ( $F_x$ ) sowie tangentialen ( $F_t = \frac{Q}{r}$ ) Kräfte an jedem Radienschnitt benötigt.
2. Normierung der resultierenden Kräfte ( $F_{Res}$ ) und Ermittlung der Kraft- ( $\Delta n F_{(r/R)}$ ) sowie Winkeldifferenzen ( $\Delta \alpha_{(r/R)}$ ). Diese Differenzen beschreiben folglich die Maßstabeffekte.
3. Formulierung der Gleichungen (Kraft und Wirkrichtung) zur Bestimmung der Maßstabeffekte. Diese werden ausgedrückt durch den Mittelwert aus allen untersuchten Propellern sowie Korrekturtermen, die auf den wichtigsten geometrischen Parametern

eines Propellers basieren. Der Einfluss des jeweiligen Parameters wird durch Koeffizienten berücksichtigt, die mittels der Methode der kleinsten Quadrate einmalig auf der vorhandenen Datenbasis bestimmt werden.

4. Bestimmung der resultierenden Kräfte ( $F_{Res}$ ) sowie ihrer Wirkrichtungen ( $\alpha$ ) an jedem Radienschnitt für die Großausführung. Hierzu werden die Kraft- und Winkeldifferenzen anhand der in Punkt 3 aufgestellten Formel berechnet. Weiterhin werden Modellinformationen bzgl. resultierender Kraft und dessen Wirkrichtung benötigt.
5. Radienschnittweise Berechnung der axialen sowie tangentialen Kraftanteile der Großausführung. Aus den tangentialen Kraftanteilen wird das Drehmoment berechnet.
6. Bestimmung des Schub- und Drehmomentenbeiwerts an jedem Radienschnitt. Durch Integration der radialen Anteile über den Propellerradius wird der Schub- und Drehmomentenbeiwert für den gesamten Propeller berechnet.

Aufbauend auf diesem Konzept wird nachfolgend das Umrechnungsverfahren detailliert erläutert sowie formelmäßig beschrieben.

Für die Entwicklung der Umrechnungsformeln zur Berücksichtigung der Maßstabeffekte wurden die Differenzen (Großausführung-Modell) der resultierenden Kräfte und ihrer Wirkrichtung (Winkel  $\alpha$ ) aus den axialen ( $F_x$ ) und tangentialen ( $F_t$ ) Komponenten zwischen Modell und Großausführung an dem jeweiligen Radienschnitt des Propellerflügels bestimmt. Hierfür wurden die resultierenden Kräfte ( $F_{Res}$ ) mit  $(\frac{\rho}{2} \cdot v_R(r/R)^2 \cdot c(r/R)^2)$  normiert. Abb. 6.1 zeigt die einzelnen Kräfte ( $F_x$ ,  $F_t$  und  $F_{Res}$ ) sowie die Wirkrichtung der resultierenden Kraft an einem Radialschnitt für den Modellpropeller und die Großausführung.

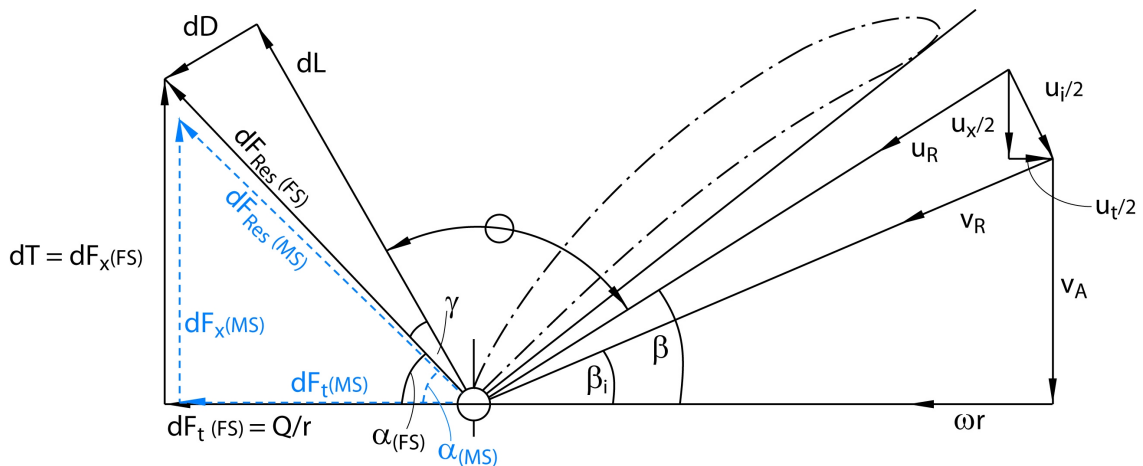


Abb. 6.1: Kräfte und Wirkrichtung an einem Profilschnitt für den Modellpropeller und die Großausführung

Neben den bereits bekannten Größen steht in Abb. 6.1  $v_A$  für die Anströmgeschwindigkeit,  $\omega \cdot r$  für die Rotationsgeschwindigkeit an einem Radius und  $v_R$  für den Betrag aus Anströmgeschwindigkeit und Rotationsgeschwindigkeit. Weiterhin ist  $u_t$  die tangentielle Komponente der induzierten Geschwindigkeit  $u_i$ ,  $u_x$  die axiale Komponente der induzierten Geschwindigkeit und  $u_R$  die resultierende induzierte Strömungsgeschwindigkeit.

Die maßstabsabhängigen Differenzen der radial veränderlichen Größen der resultierenden Kraft und ihrer Wirkrichtung (Winkel) bilden die Grundlage des Umrechnungsverfahrens. Abb. 6.2 zeigt die radiale Verteilung der Differenzen der resultierenden Kraftbeiwerte und Abb. 6.3 die Wirkrichtung für alle untersuchten Propeller am Beispiel der jeweiligen Entwurfsfortschrittsziffer. Für die formelmäßige Beschreibung (siehe Formel 6.1 und Formel 6.2) wurde zunächst der Mittelwert der Kraftbeiwert- und Winkeldifferenzen an jedem Radienschnitt aus allen untersuchten Propellern bestimmt. Dieser Mittelwert berücksichtigt bereits den Einfluss, den die Profilschnittdicke  $t$  auf die Maßstabeffekte hat. Als weiterer Schritt wurden Korrekturfunktionen eingeführt, die auf den geometrischen Parametern Steigungsverhältnis ( $P/D$ ), Flächenverhältnis des Einzelflügels ( $(A_E/A_0)/Z$ ) und Skewwinkel ( $\theta_s$ ) sowie dem Schubbelastungsgrad ( $C_{Th}$ ) basieren. Die Variation der geometrischen Eigenschaften (siehe Kapitel 5.5.3) hat gezeigt, dass diese Parameter einen Einfluss auf die Differenzen des Kraftbeiwerts besitzen.

$$\Delta nF_{(r/R)} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n \Delta nF_{(r/R)} + a_{1(r/R)} \cdot \theta_s + a_{2(r/R)} \cdot \frac{A_E/A_0}{Z} + a_{3(r/R)} \cdot \frac{P}{D} + a_{4(r/R)} \cdot C_{Th} \quad (6.1)$$

$$\Delta \alpha_{(r/R)} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n \Delta \alpha_{(r/R)} + a_{5(r/R)} \cdot \theta_s + a_{6(r/R)} \cdot \frac{A_E/A_0}{Z} + a_{7(r/R)} \cdot \frac{P}{D} + a_{8(r/R)} \cdot C_{Th} \quad (6.2)$$

Da es sich bei dem vorliegenden Problem um ein überbestimmtes Gleichungssystem handelt, kann das Gleichungssystem nicht exakt gelöst werden, um jedoch eine möglichst gute Lösung zu erzielen, wurden die Koeffizienten ( $a_k$ , mit  $k = 1$  bis 8) unter Verwendung der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt. Zur weiteren Erläuterung der Methode der kleinsten Quadrate wird auf STOER [46] und FELDMANN [11] verwiesen, in denen eine detaillierte Beschreibung enthalten ist.

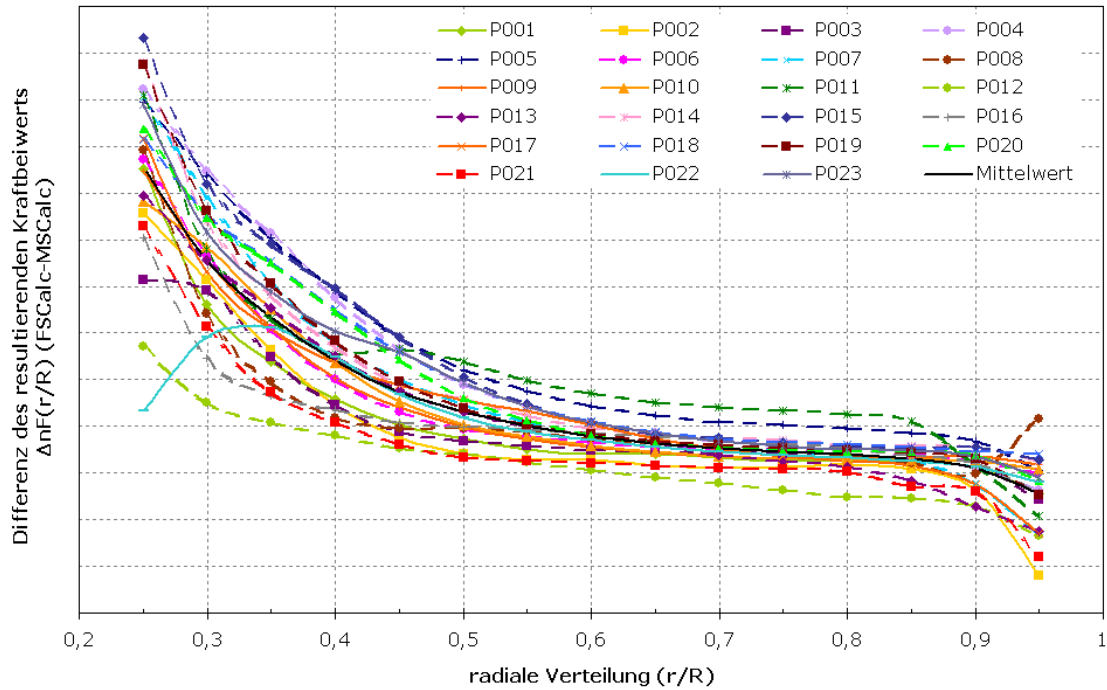


Abb. 6.2: Radiale Verteilung der Differenz (FSCalc-MSCalc) der resultierenden Kraftbeiwerte für den Fall der Entwurfsfortschrittsziffer  $J^*$

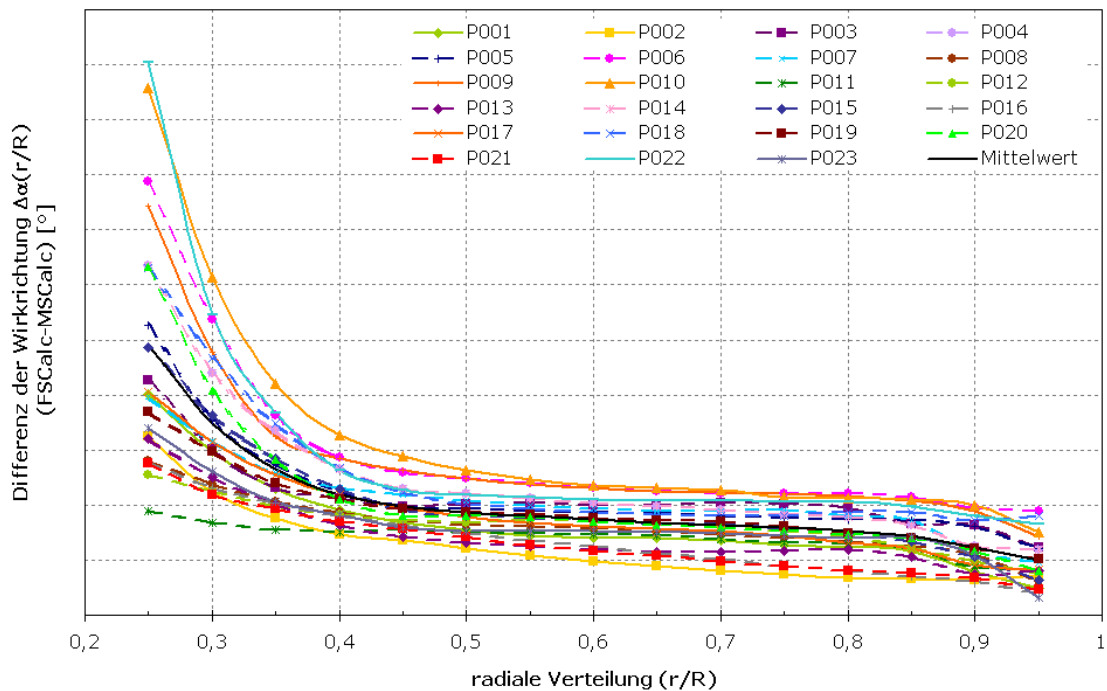


Abb. 6.3: Radiale Verteilung der Differenz (FSCalc-MSCalc) der Wirkrichtung der resultierenden Kraftbeiwerte für den Fall der Entwurfsfortschrittsziffer  $J^*$

Mittels der berechneten Koeffizienten kann nunmehr anhand von Formel 6.3 die resultierende Kraft und mit Formel 6.4 deren Wirkrichtung für die Großausführung bestimmt werden. Da für die Koeffizientenbestimmung mit einer normierten Kraftdifferenz bzw. einem Beiwert

gearbeitet wurde, ist in diesem Schritt die tatsächliche Kraft zu bestimmen. Hierfür werden die resultierende Kraft und der Kraftwinkel des Modellpropellers benötigt.

$$F_{Res;FS;(r/R)} = \left( \Delta n F_{(r/R)} + \frac{F_{Res;MS;(r/R)}}{\frac{\rho}{2} \cdot v_{R;MS;(r/R)}^2 \cdot c_{MS;(r/R)}^2} \right) \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v_{R;FS;(r/R)}^2 \cdot c_{FS;(r/R)}^2 \quad (6.3)$$

$$\alpha_{FS;(r/R)} = \Delta \alpha_{(r/R)} + \alpha_{MS;(r/R)} \quad (6.4)$$

Die auf die Großausführung umgerechnete resultierende Kraft wird unter Verwendung des modifizierten Winkels in eine axiale und eine tangential Komponente zerlegt, diese entsprechen den radialen Schub- ( $dT$ ) und Momentenanteilen ( $dQ$ ) (siehe Formel 6.5 und Formel 6.6).

$$dT_{(r/R)} = F_{x(r/R)} = F_{Res;FS;(r/R)} \cdot \sin(\alpha_{FS;(r/R)}) \quad (6.5)$$

$$dQ_{(r/R)} = F_{t(r/R)} \cdot r = [F_{Res;FS;(r/R)} \cdot \cos(\alpha_{FS;(r/R)})] \cdot r \quad (6.6)$$

Für jeden Radienschnitt können die radialen Anteile des Schub- sowie des Drehmomentenbeiwerts mit Formel 6.7 und Formel 6.8 berechnet werden.

$$k_{T(r/R)} = \frac{dT_{(r/R)}}{dr/R} \cdot \frac{1}{\rho \cdot n^2 \cdot D^4} \quad (6.7)$$

$$k_{Q(r/R)} = \frac{dQ_{(r/R)}}{dr/R} \cdot \frac{1}{\rho \cdot n^2 \cdot D^5} \quad (6.8)$$

Die radialen Anteile der Schub- und Drehmomentenbeiwerte (siehe Abb. 6.4) über den Propellerradius liefern die Stützstellen für die Polynomen, aus deren Integration letztlich der Schub- und Momentenbeiwert für den Propeller in der Großausführung resultiert (Formel 6.9 und Formel 6.10).

$$K_{TFS} = R \cdot \int_{d_h/D}^1 k_{T(r/R)} \cdot dr/R \quad (6.9)$$

$$K_{QFS} = R \cdot \int_{d_h/D}^1 k_{Q(r/R)} \cdot dr/R \quad (6.10)$$

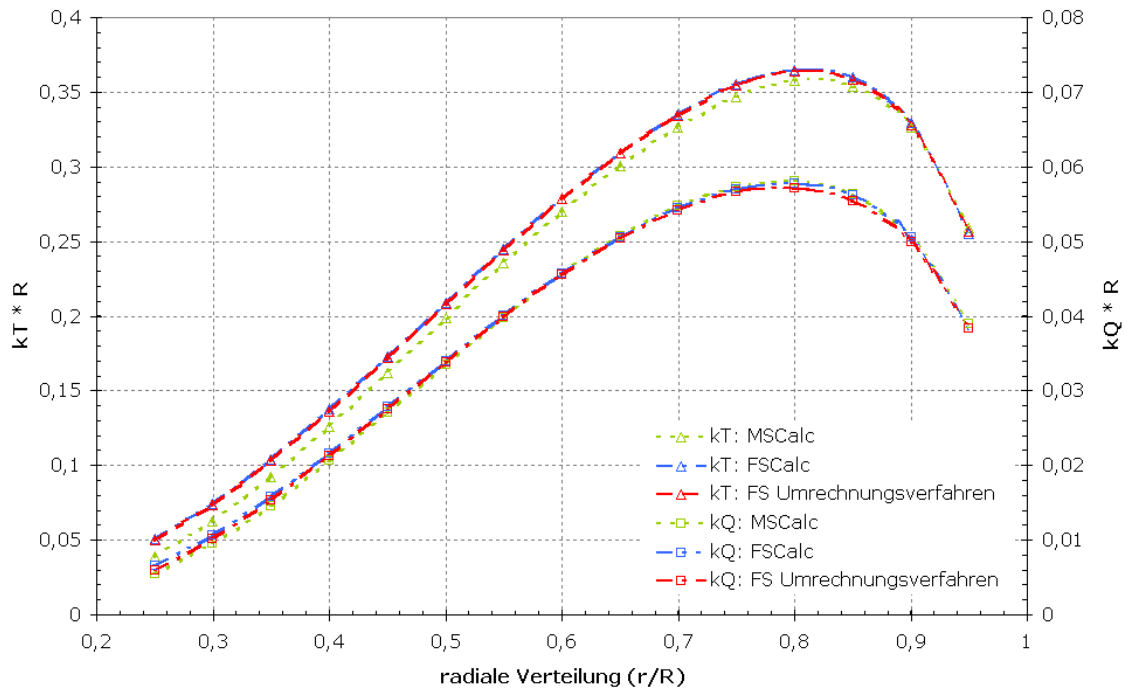


Abb. 6.4: Radiale Anteile der Schub- und Drehmomentenbeiwerte

Die Gegenüberstellung der aufgrund der numerischen Simulationen für alle Propeller der Großausführung bei der jeweiligen Entwurfsfortschrittsziffer gewonnenen Schub- und Drehmomentenbeiwerte mit denen, die mit dem vorgestellten Umrechnungsverfahren berechnet wurden, ist in Abb. 6.5 und Abb. 6.6 dargestellt. Abb. 6.5 zeigt den Schubzuwachs der Großausführung gegenüber dem Modell und Abb. 6.6 die Zu- bzw. Abnahme des Drehmoments der Großausführung im Vergleich zum Modell. Das Umrechnungsverfahren liefert für 3/4 der untersuchten Propeller eine gute Übereinstimmung mit den Werten der numerischen Berechnung der Großausführung. Lediglich der Propeller P016 zeigt sowohl beim Schub- als auch beim Drehmomentenbeiwert deutliche Unterschiede. Zusammenfassend kann für die Entwurfsfortschrittsziffer eine durchschnittliche Schubzunahme von 3,5% gegenüber dem Modell festgestellt werden. Für das Drehmoment ist ebenfalls ein Anstieg zu verzeichnen, dieser liegt bei durchschnittlich 0,6%. Damit ergibt sich eine Erhöhung des Wirkungsgrads für die Großausführung von ca. 3,0%.

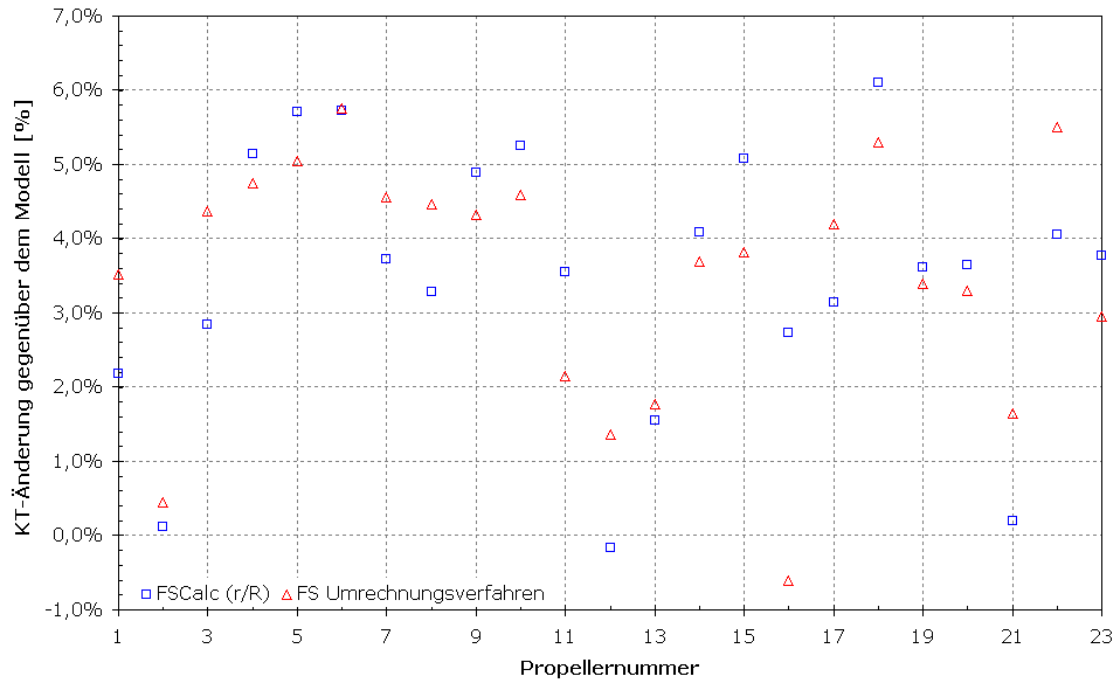


Abb. 6.5: Änderung des  $K_T$  Werts im Vergleich zum Modell, Vergleich der Schubzunahme aufgrund des Umrechnungsverfahrens sowie der numerischen Simulation (FSCalc)

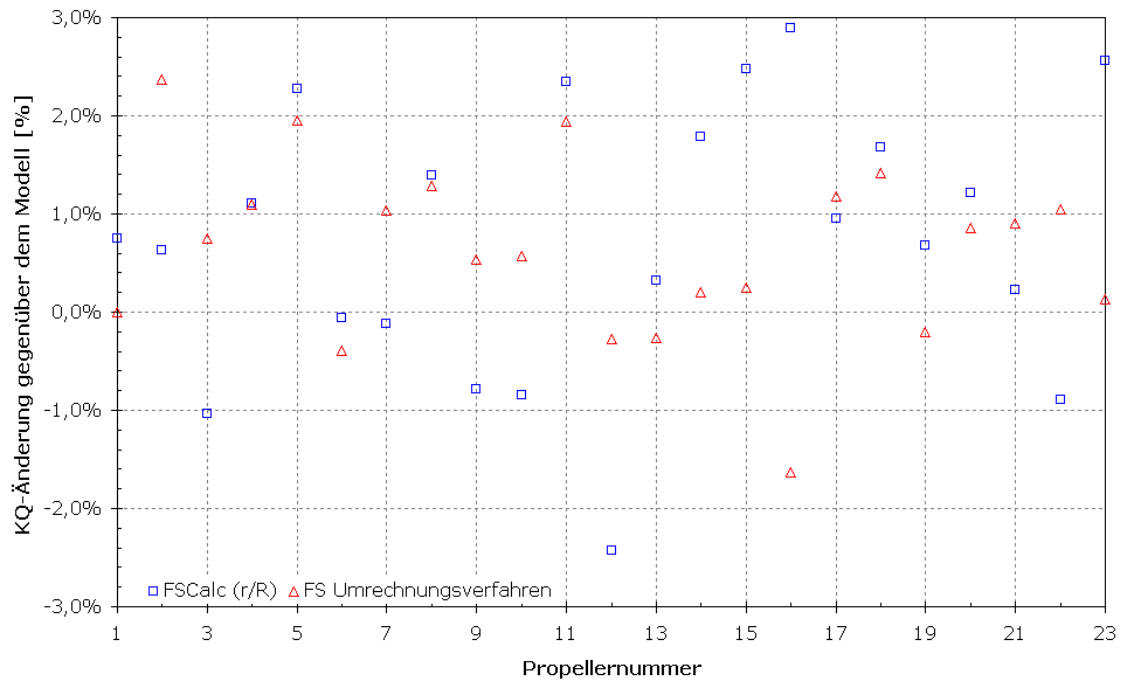


Abb. 6.6: Änderung des  $K_Q$  Werts im Vergleich zum Modell, Vergleich der Drehmomentenänderung aufgrund des Umrechnungsverfahrens sowie der numerischen Simulation (FSCalc)

Für die Anwendung des neu entwickelten Verfahrens zur Berechnung der Schub- und Drehmomentenbeiwerte für die Großausführung werden sowohl Daten aus dem Entwurfsverfahren des



Propellers als auch Daten aus den Modellversuchen verwendet. Aus dem Propellerentwurfsverfahren werden Größe und Richtung der resultierenden Kräfte an jedem Radienschnitt des Propellerflügels sowie Gesamtschub und Drehmoment benötigt. Aus den Messdaten werden die gemessenen Werte für Gesamtschub und Drehmoment des Propellers für den zu berücksichtigenden Betriebspunkt verwendet. Die gemessenen Werte für Schub und Drehmoment werden unter Umständen benötigt, um die radiale Verteilung der Kräfte zu skalieren. Dies ist notwendig, um eventuelle Ungenauigkeiten im Entwurfsverfahren, die auf die Bestimmung der Kräfte am Propeller zurückzuführen sind, beseitigen zu können.

Bisher wurde das Umrechnungsverfahren nur für den Entwurfsfortschrittsgrad aller Propeller vorgestellt. Da jedoch der übliche Arbeitsbereich eines Schiffs bzw. eines Propellers etwa 10% um  $J^*$  schwankt und darüber hinaus z. B. Klassifikationsanforderungen bzgl. Festigkeit zusätzlich diesen Arbeitsfortschrittszifferbereich dehnen, wird das Verfahren auf einen Fortschrittsgradbereich  $J^* \pm \Delta J$  erweitert. Für  $\Delta J$  gilt dabei nach Analyse  $0,1 \leq \Delta J \leq 0,19$ . Die Grenzwerte werden mit  $J^-$  und  $J^+$  bezeichnet. Für  $J^-$  und  $J^+$  werden ebenso die Koeffizienten bestimmt und anhand der Formeln 6.1 bis 6.10 der Schub- und Drehmomentenbeiwert für den Propeller in der Großausführung berechnet. Es ist grundsätzlich festzustellen, dass für alle untersuchten Propeller bei  $J^-$  der Schubbeiwert für die Großausführung positiv korrigiert wird, jedoch geringer, als es bei  $J^*$  der Fall ist, wohingegen das Drehmoment eine geringe Reduzierung erfährt. Für  $J^+$  wird der Schub im Vergleich zu  $J^*$  deutlicher korrigiert, dagegen wird das Drehmoment geringfügig verringert.

Abb. 6.7 zeigt das Freifahrttdiagramm für Propeller P019. Es sind die nach dem in diesem Kapitel vorgestellten Umrechnungsverfahren berechneten Werte für die Großausführung enthalten. Des weiteren wurden die Ergebnisse der numerischen Berechnung des Modells sowie die aufgrund dieser Werte mittels der Verfahren der ITTC sowie MEYNE für die Großausführung umgerechneten Werte eingefügt. Allen Verfahren gemein ist die Erhöhung des Schubbeiwerts, wobei die deutlichste Schubzunahme das neu entwickelte Verfahren aufweist. Die Erhöhung des Wirkungsgrads wird bei den beiden anderen Verfahren über eine Verringerung des Drehmoments im Vergleich zum Modell erzielt, die neue Methode geht für den Propeller P019 dagegen bei  $J^*$  und  $J^+$  sogar von einem geringen Zuwachs des Drehmoments aus. Das neue Verfahren kann gegenüber den Verfahren der ITTC und MEYNE für  $J^-$  und  $J^*$  keine Verbesserung des Wirkungsgrads erzielen, der Wirkungsgradgewinn ist bei allen Verfahren in etwa identisch, wohingegen sich bei  $J^+$  für einige Propeller nach dem neuen Korrekturverfahren größere Wirkungsgrade ergeben.

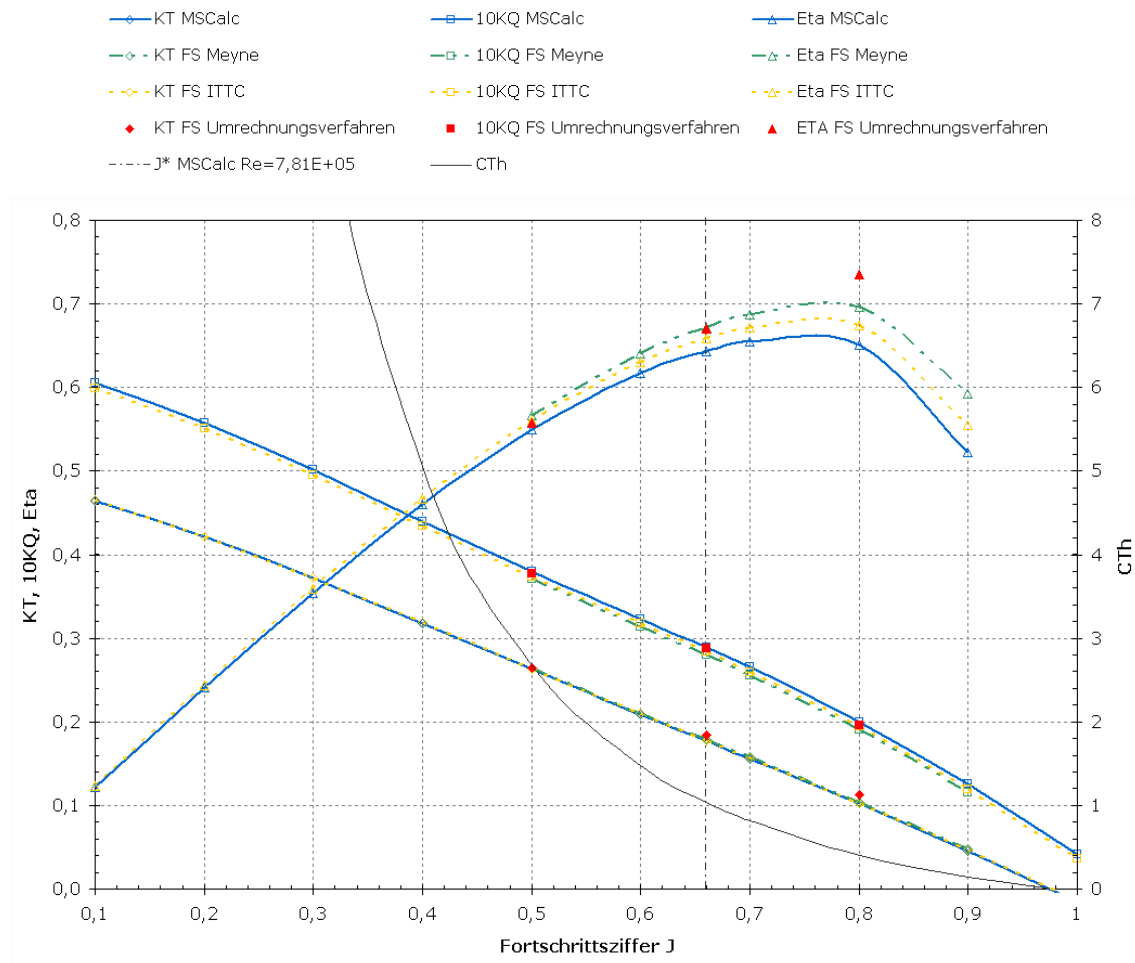


Abb. 6.7: Freifahrt diagramm Propeller P019, Modellwerte, Großausführung nach ITTC, MEYNE und dem vorgestellten Verfahren

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Erarbeitung einer Methode für die Durchführung numerischer Simulationen der viskosen Strömung zur Bestimmung der Freifahrtcharakteristik von Propellern in Modell- und Großausführungsmaßstab. Aufbauend auf der Anwendung dieser Prozedur an ausgewählten Schiffspropellern wurde ein Verfahren zur Umrechnung der Propellerkräfte und -momente vom Modell auf die Großausführung entwickelt. Eine detailliertere Erfassung der Propellermaßstabseffekte dient zur Verbesserung der Leistungsprognose des Schiffs.

Die derzeitig verwendeten Verfahren (ITTC, MEYNE, PRAEFKE) zur Umrechnung der Kennwerte des Modellpropellers auf die Großausführung basieren im Wesentlichen allein auf der Betrachtung des Profilwiderstands bzw. auf dem Reibungsanteil des Widerstands. Der Profilauftrieb wird als unabhängig von der Reynoldszahl angenommen, obwohl in der Dokumentation zum Verfahren der ITTC ein Maßstabseinfluss des Auftriebs aufgezeigt wurde. Zusätzlich werden die Maßstabseffekte im Verfahren der ITTC sowie bei MEYNE auf ein repräsentatives Profil reduziert. Das Verfahren von PRAEFKE berücksichtigt als einziges eine radiale Veränderung des Reibungswiderstands. Die tatsächliche Propellergeometrie wird jedoch in keinem der genannten Verfahren verwendet.

Ausgehend von den Annahmen der bekannten Umrechnungsverfahren wurden zunächst numerische Simulationen an „einfachen Geometrien“, einer ebenen Platte und einem Profil (2D) sowie einem Flügel (3D), durchgeführt. Mittels dieser Untersuchungen konnten erste Erkenntnisse in Bezug auf die Maßstabseffekte an Flügeln gewonnen werden. Es konnte gezeigt werden, dass die Maßstabseffekte nicht ausschließlich vom Widerstand sondern ebenfalls vom Auftrieb beeinflusst werden. Weiterhin verdeutlichen die für ein NACA-Profil (2D) sowie einen NACA-Flügel (3D) bei verschiedenen Reynoldszahlen (Modell und Großausführung) durchgeführten Simulationen, dass eine Vereinfachung des Maßstabseffekteproblems bei Schiffspropellern auf eine zweidimensionale Betrachtung die Vernachlässigung der wichtigen radialen Änderung der Druck- und Schubspannungsverteilung infolge der dreidimensionalen Strömung bedeuten und hieraus folglich ein ungenaueres Umrechnungsverfahren resultieren würde. Des Weiteren wurde der Einfluss des Umschlags von einer laminaren zu einer turbulenten Strömung auf die Maßstabseffekte am Propeller numerisch untersucht und in dem entwickelten Umrechnungsverfahren berücksichtigt. Diese Effekte wurden in den bisher bekannten, in dieser Arbeit dokumentierten, numerischen Untersuchungen zu Propellermaßstabseffekten sowie in den gängigen Umrechnungsverfahren vernachlässigt. Mittels der numerischen Simulationen an der ebenen Platte sowie dem NACA-Profil konnte gezeigt werden, dass für einfache Geometrien in Modellgröße die Berechnungen bei Verwendung des Transitionsmodells schlüssige und nachvollziehbare Ergebnisse liefern. Es wurde deutlich, dass u. a. die Strömungsgeschwindigkeit (Reynoldszahl) und die Anstellung des Profils einen Einfluss auf den Umschlag von laminarer

zu turbulenter Strömung besitzen. Weiterhin lassen die Ergebnisse der numerischen Simulation des NACA-Flügels erkennen, dass aufgrund der jeweiligen Eigenschaft der Strömung (turbulent, laminar-turbulent) ein für die Bestimmung der wirkenden Kräfte signifikanter Unterschied im Druck- und Reibungsbeiwert entsteht.

Aufbauend auf diesen Erkenntnissen wurden Simulationen der viskosen Strömung an Schiffspellern durchgeführt. Hierzu wurden zunächst die Propellerentwürfe der Mecklenburger Metallguss GmbH (MMG) analysiert und 23 repräsentative Propeller ausgewählt. Diese decken eine große Bandbreite der wichtigsten geometrischen Parameter, wie z. B. Flügellanzahl, Steigung, Flächenverhältnis, Skewwinkel, Durchmesser, ab. Aufgrund der gewählten Propelleranzahl war eine weitgehende Automatisierung der numerischen Untersuchung nötig. Daher wurde eine Prozedur entwickelt, die für alle numerischen Untersuchungen verwendet werden konnte, wobei der Automatisierungsgedanke eine wesentliche Rolle spielte. Die Erstellung des Rechengebiets sowie der Oberflächenmodelle der Propellergeometrien konnte jedoch aufgrund nicht ausreichender Informationen für die geometrische Beschreibung der Flügelspitze sowie des Übergangs zwischen Flügel und Propellernabe lediglich teilautomatisiert vorgenommen werden. Hieraus resultiert, dass die diskrete Zerlegung (Gitter) des Berechnungsgebiets in eine endliche Anzahl an Hexaedern ebenfalls nicht vollständig automatisiert werden konnte. Es wurden sog. Masternetze erstellt, die für die verschiedenen Propeller angepasst wurden. Mittels dieser Netze wurden umfangreiche numerische Berechnungen im Modellmaßstab sowie für die Großausführung durchgeführt.

Im Modellmaßstab wurde der Einfluss des Turbulenzgrads in Verbindung mit einem Transitionsmodell bzw. die Auswirkung einer turbulenten Strömung auf die Beiwerte für Schub und Drehmoment untersucht. Der Schubbeiwert nimmt mit steigendem Turbulenzgrad für alle untersuchten Fortschrittsziffern ab, unter Annahme einer turbulenten Strömung wird der kleinste Schub erzielt. Dagegen kann für das Drehmoment keine einheitliche Aussage bzgl. des Verhaltens aufgrund unterschiedlicher Turbulenzgrade getroffen werden, da die Steigungen der beschreibenden Geraden unterschiedlich sind. Für den Entwurfspunkt des Propellers zeigen die Ergebnisse, dass der Drehmomentenbeiwert mit Erhöhung des Turbulenzgrads steigt und bei Verwendung des Ansatzes der turbulenten Strömung wird das größte Drehmoment berechnet.

Der Vergleich mit Modellmessungen liefert gute Übereinstimmungen mit den Ergebnissen für 3% bzw. 5% Turbulenzgrad. Ein qualitativer Vergleich der Wandschubspannung auf der Propelleroberfläche, überlagert mit Stromlinien (numerische Simulation) mit im Kavitationstunnel durchgeführten Farbanstrichversuchen, zeigt gute Übereinstimmungen bei Verwendung eines Turbulenzgrads von 5%. Dieser wurde für alle numerischen Simulationen der Modellpropeller verwendet. Für die Großausführung wird dagegen aufgrund des Reynoldszahlbereichs, in dem die Propeller in Nachstrom des Schiffs arbeiten, von einer turbulenten Strömung ausgegangen.

Aus den verschiedenen Reynoldszahlbereichen und den sich daraus ergebenden Strömungseigenschaften für Modell und Großausführung resultieren unterschiedliche Druck- und Reibungskräfte, aus denen der Schub sowie das Drehmoment gebildet wird. Für den Bereich der Entwurfsfortschrittsziffer nimmt der Schub vom Modell auf die Großausführung zu, das Drehmoment bleibt etwa auf dem Niveau des Modells. Für die Entwicklung des Umrechnungsverfahrens werden neben den Unterschieden zwischen Modell und Großausführung die Einflüsse der wichtigsten geometrischen Kenngrößen benötigt. Hierzu wurde exemplarisch für einen Propeller die Geometrie bzgl. des Steigungsverhältnisses, Flächenverhältnisses und Skewwinkels variiert. Diese geometrischen Variationen wurden ebenfalls numerisch im Modell- und Großausführungsmaßstab untersucht und die Unterschiede für Schub sowie Drehmoment analysiert. Dabei hat sich herausgestellt, dass die direkte Berechnung von Schub- und Drehmomentendifferenzen zwischen Modell und Großausführung keine geeignete Beschreibung der Maßstabeffekte liefert. Eine radiale Auftragung der resultierenden Kräfte in Verbindung mit der jeweiligen Wirkrichtung liefert dagegen eine detaillierte Darstellung der Modell-Großausführungs-Unterschiede. Hieraus kann radienschnittweise der Einfluss u. a. des Steigungsverhältnisses abgelesen werden, mit Zunahme des Steigungsverhältnisses nehmen die Kraftunterschiede zwischen Modell und Großausführung zu. Für die weiteren geometrischen Größen (Flächenverhältnis und Skewwinkel) ist die Ableitung genereller Tendenzen anspruchsvoller. Darüber hinaus sind die Kraftänderungen vom Modell auf die Großausführung vom Schubbelastungsgrad bzw. der Fortschrittsziffer abhängig, so dass hierdurch eine einfache Beschreibung zusätzlich erschwert wird.

Das entwickelte Umrechnungsverfahren berücksichtigt die unterschiedliche Strömung um Modell und Großausführung sowie die Dreidimensionalität der Strömung und die daraus resultierenden Druck- und Reibungsunterschiede in Schub und Drehmoment. Für die Beschreibung der Veränderungen vom Modell auf die Großausführung werden die resultierenden Kräfte und deren Wirkrichtung (Winkel) aus den axialen und tangentialen Komponenten zwischen Modell und Großausführung an dem jeweiligen Radienschnitt des Propellerflügels bestimmt. Die Beschreibung der Maßstabeffekte beinhaltet zum einen den Mittelwert der Kraft- und Winkeldifferenzen an jedem Radienschnitt aus allen untersuchten Propellern und zum anderen Korrekturfunktionen, die die geometrischen Parameter des jeweiligen Propellers berücksichtigen. Für die Berechnung des Schub- und Drehmomentenbeiwerts werden zusätzlich aus dem Propellerentwurfsverfahren die Größe und Richtung der resultierenden Kräfte an jedem Radienschnitt des Propellerflügels sowie Gesamtschub und Drehmoment benötigt.

Ein Vergleich mit den Umrechnungsverfahren von MEYNE und der ITTC zeigt, dass anhand aller Verfahren eine Erhöhung des Schubbeiwerts bestimmt wird, wobei die deutlichste Schubzunahme das in dieser Arbeit entwickelte Verfahren aufweist, in Verbindung mit einem nahezu unveränderten Drehmoment resultiert hieraus eine Wirkungsgradzunahme. Bei den anderen

beiden Verfahren verursacht primär eine Verringerung des Drehmoments die Erhöhung des Wirkungsgrads. Der Wirkungsgradzuwachs ist für das Verfahren der ITTC am geringsten, das Verfahren dieser Arbeit sowie das nach MEYNE liefern geringfügig größere Wirkungsgrade.

Die Bestimmung der Propellercharakteristiken mit der in dieser Arbeit erarbeiteten Methode zur Durchführung von numerischen Berechnungen der viskosen Strömung zur Bestimmung der Freifahrtcharakteristik von Propellern in Modellgröße und Großausführung hat für die 23 Propeller statistisch gesehen ergeben, dass der Einfluss der Reynoldszahl auf die Kennwerte  $K_Q$  (Momentenbeiwert) und  $K_T$  (Schubbeiwert) qualitativ anders als bei den bisherigen empirischen Verfahren ist. Entscheidend dabei ist, dass der für die Treffsicherheit der Betriebskurven wichtige  $K_Q$  Wert eine erheblich geringere Abhängigkeit von der Reynoldszahl zwischen Modell und Großausführung zeigt als bisher angenommen. Diese Tatsache ist für den Propellerentwurf bei der Festlegung der Steigung und damit Einhaltung eines vorgegebenen Betriebspunkts wichtig. Aus einigen Beispielrechnungen kann festgestellt werden, dass Propeller, die u. a. basierend auf den bisherigen Verfahren vom Modellversuch auf die Großausführung umgerechnet wurden, ca. 1 bis 1,5 Umdrehungen pro Minute langsamer drehen müssten. Es ist leider eine Tatsache, dass die zur Überprüfung dieser Nachrechnung erforderlichen Angaben zum Drehzahlverhalten des Propulsionssystems nicht in der nötigen Genauigkeit aus Probefahrten bzw. Fahrkurvendiagnosen zu erhalten sind.

Neben der Umrechnung der Freifahrtcharakteristik des Propellers vom Modell auf die Großausführung gehen weitere Wechselwirkungsparameter zwischen Schiff und Propeller in die Leistungsprognose der Großausführung der ITTC ein. U. a. sind die Maßstabseinflüsse des Nachstromfelds ein weiterer Punkt, der zu einer ungenauen Leistungsprognose führen kann. Diese zu untersuchen sollte Ziel weiterführender Arbeiten sein.

Ebenso sollte die Genauigkeit der Propellergeometrie, die im Modellversuchswesen, jedoch ebenso in numerischen Berechnungen verwendet wird, einer genaueren Überprüfung (Vergleich Entwurfsprogramm) unterzogen und die zur Zeit zugelassenen Abweichungen neu überprüft werden, da bereits kleinste Abweichungen z. B. der Steigung zu einer Veränderung der hydrodynamischen Eigenschaften führen können. Die Abweichungen einiger in dieser Arbeit untersuchter Propeller resultieren evtl. auch aus einer unzureichenden geometrischen Beschreibung des Propellers bzw. aus fehlerhaften Dokumentationen. Hier gilt es, den Modellversuch und die numerischen Simulationen näher zusammenzubringen, um die Vorteile beider Untersuchungsmöglichkeiten von Propulsionssystemen zu kombinieren.

## Literatur

- [1] ABBOTT, I. H. ; DOENHOFF, A. E.:  
*Theory of Wing Sections.*  
Dover Publications, 1959
- [2] ABDEL-MAKSoud, M. ; HEINKE, H.-J. :  
*Scale Effects on Ducted Propellers.*  
24th Symposium on Naval Hydrodynamics.  
Fukuoka, Japan, 2002
- [3] ABU-GHANNAM, B. J. ; SHAW, R. :  
*Natural Transition of Boundary Layers: The Effects of Turbulence, Pressure Gradient, and Flow History.*  
Journal of Mechanical Engineering Science, 1980
- [4] ALLAN, J. F.:  
Seventh International Conference on Ship Hydrodynamics.  
Göteborg, 1954
- [5] ANSYS:  
*User Documentation, ANSYS CFX, Release 11.0.*  
2006
- [6] ANSYS:  
*User Documentation, ANSYS ICEM CFD, Release 11.0.*  
2006
- [7] BERRY, L. W.:  
*Propeller Boundary Layer Flow and Scale Effect.*  
NPL, 1959 (Report SH R, 12)
- [8] BERTRAM, V. :  
*Practical Ship Hydrodynamics.*  
Butterworth Heinemann, 2000
- [9] BULTEN, N. ; OPREA, I. :  
*Consideration on Deviations in Torque Prediction for Propellers and Waterjets with Rans Codes.*  
CFD Technology in Ship Hydrodynamics (Marine CFD).  
Southampton, England, 2005
- [10] CUMMING, R. A. ; MORGAN, W. B. ; BOSWELL, R. J.:  
*Highly Skewed Propellers.*  
SNAME, 1972

- [11] FELDMANN, D. :  
*Repetitorium der Ingenieurmathematik Teil 2.*  
4. Auflage.  
Binomi Verlag, 1993
- [12] FERZIGER, J. H. ; PERIC, M. :  
*Numerische Strömungsmechanik.*  
Springer-Verlag Berlin, 2008
- [13] FUNENO, I. :  
*On Viscous Flow around Marine Propellers - Hub Vortex and Scale Effect -.*  
J. Kansai Soc.of Naval Arch., No. 238, 2002
- [14] GUTSCH, M. :  
*Experimentelle und numerische Untersuchung des Grenzschichtverhaltens am Beispiel von Modellpropellern.*  
Universität Duisburg-Essen, Diplomarbeit, 2009
- [15] GUTSCHE, F. :  
*Einwirkung der Rauigkeit an Schiffsschrauben auf Leistungsaufnahme und Wirkungsgrad.*  
Bd. 3.  
Schiffbauforschung, 1963
- [16] HÜBNER, T. :  
*Vergleich dreier Verfahren zur Umrechnung (Extrapolation) von Propellerfreifahrtergebnissen auf andere Reynoldszahlen.*  
Institut für Schiffbau der Universität Hamburg, Diplomarbeit, 1996
- [17] ISAY, W.-H. :  
*Propellertheorie - Hydrodynamische Probleme.*  
Springer-Verlag Berlin, 1964
- [18] KRASILNIKOV, V. ; SUN, J. ; HALSE, K. H.:  
*CFD Investigation in Scale Effect on Propellers with Different Magnitude of Skew in Turbulent Flow.*  
First International Symposium on Marine Propulsors (SMP).  
Trondheim, Norway, 2009
- [19] KRASILNIKOV, V. I. ; ZHANG, Z. ; HONG, F. ; PONKRATOV, D. V. ; SUN, J. Y.:  
*Steady Analysis of Viscous Flow around Ducted Propellers: Validation and Study on Scale Effects.*  
9th International Conference on Fast Sea Transportation (FAST).  
Shanghai, China, 2007



- [20] LANGTRY, R. B.:  
*A Correlation-Based Transition Model using Local Variables for Unstructured Parallelized CFD codes.*  
Universität Stuttgart, Dissertation, 2006
- [21] LERBS, H. W.:  
*On the Effects of Scale and Roughness on Free Running Propellers.*  
Journal of the American Society of Naval Engineers, 1951
- [22] LI, D.-Q. ; BERCHIRCHE, N. ; JANSON, C.-E. :  
*Influence of Turbulence Models on the Prediction of Full-Scale Propeller Open Water Characteristics with RANS methods.*  
26th Symposium on Naval Hydrodynamics.  
Rome, Italy, 2006
- [23] MAYLE, R. E.:  
*The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines.*  
Journal of Turbomachinery, 1991
- [24] MENTER, F. R.:  
*Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications.*  
AIAA-Journal, 1994
- [25] MENTER, F. R. ; LANGTRY, R. ; VÖLKER, S. :  
*Transition Modelling for General Purpose CFD Codes.*  
Flow, Turbulence and Combustion, 2006
- [26] MEYNE, K. :  
*Experimentelle und theoretische Betrachtungen zum Maßstabseffekt bei Modellpropelleruntersuchungen.*  
Schiffstechnik, Band 15, Heft 77, 1968
- [27] MEYNE, K. :  
*Untersuchung der Propellergrenzschichtströmung und der Einfluss der Reibung auf die Propellerkenngrößen.*  
STG-Jahrbuch, Band 66, 1972
- [28] MEYNE, K. :  
*Propeller mit Skew - Ergebnisse und Erfahrungen.*  
HANSA Schifffahrt - Schiffbau - Hafen, 1982
- [29] MÜLLER, S.-B. ; ABDEL-MAKSoud, M. :  
*Einfluss der Reynoldszahl auf die Kennwerte von Propellern.*  
100. Hauptversammlung der Schiffbautechnischen Gesellschaft.  
Berlin, Deutschland, 2005

- [30] MÜLLER, S.-B. ; ABDEL-MAKSoud, M. :  
*Influence of Scale Effects on the Characteristics of Propellers.*  
CFD Technology in Ship Hydrodynamics (Marine CFD).  
Southampton, England, 2005
- [31] N.N.:  
*Berechnung des Maßstabeffektes.*  
HSVA Bericht PF 3/95, 1995
- [32] PRAEFKE, E. :  
*Multi-Component Propulsors for Merchant Ships - Design Considerations and Model Test Results; Appendix A: Scale Effect.*  
SNAME Symposium "Propellers/Shafting".  
Virginia Beach, USA, 1994
- [33] SCHÄFER, M. :  
*Numerik im Maschinenbau.*  
Springer-Verlag Berlin, 1999
- [34] SCHIELE, R. :  
*Die transitionale Grenzschicht an Gasturbinenschaufeln: Experimentelle Untersuchungen und Entwicklung eines neuen Verfahrens zur numerischen Beschreibung des laminar-turbulenten Umschlags.*  
Logos Verlag Berlin, 2000
- [35] SCHLICHTING, H. ; GERSTEN, K. :  
*Grenzschichttheorie.*  
Springer-Verlag Heidelberg, 2006
- [36] SINGER, B. A.:  
*Modeling the Transition Region.* Bd. 793.  
AGARD Report, 1994
- [37] SKODA, R. :  
*Numerische Simulation abgelöster und transitionaler Strömung in Turbomaschinen.*  
Technische Universität München, Dissertation, 2003
- [38] SNAME:  
*ITTC 1978: Performance Prediction Method for Single Screw Ships - Report of the Performance Committee of the 15th International Towing Tank Conference.*  
Den Haag, The Netherlands, 1978
- [39] SNAME:  
*ITTC 1984: Report of the Propeller Committee of the 17th International Towing Tank Conference.*  
Göteborg, Sweden, 1984

- 
- [40] SNAME:  
*ITTC 1993: Report of the Propeller Committee of the 20th International Towing Tank Conference.*  
San Francisco, California, USA, 1993
- [41] SÁNCHEZ-CAJA, A. ; ORY, E. ; SALMINEN, E. ; PYLKKÄNEN, J. ; SIIKONEN, T. :  
*Simulation of Incompressible Viscous Flow around a Tractor Thruster in Model and Full Scale.*  
8th International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics.  
Busan, Korea, 2003
- [42] SÁNCHEZ-CAJA, A. ; SIPILÄ, T. P. ; PYLKKÄNEN, J. V.:  
*Simulation of the Incompressible Viscous Flow around an Endplate Propeller Using a RANSE Solver.*  
26th Symposium on Naval Hydrodynamics.  
Rome, Italy, 2006
- [43] STANIER, M. :  
*The Application of RANS Code to Investigate Propeller Scale Effects.*  
22th Symposium on Naval Hydrodynamics.  
Washington D.C., USA, 1998
- [44] STANIER, M. :  
*Investigation into Propeller Skew Using a RANS Code - Part 1: Model Scale.*  
International Shipbuilding Progress, Vol. 45, No. 443, 1998
- [45] STANIER, M. :  
*Investigation into Propeller Skew Using a RANS Code - Part 2: Scale effects.*  
International Shipbuilding Progress, Vol. 45, No. 443, 1998
- [46] STOER, J. :  
*Numerische Mathematik 1.*  
5. Auflage.  
Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1989
- [47] TANI, I. ; AIHARA, Y. :  
*Görtler Vortices and Boundary-Layer Transition.* Bd. 20.  
Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik, 1969
- [48] UNGER, D. :  
*Numerische Simulation des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags unter Turbomaschinenbedingungen.*  
Universität Darmstadt, Dissertation, 1999
- [49] UTO, S. :  
*Basic Study on the Scale Effect of the Viscous Flow around a Marine Propeller.*  
J. Kansai Soc.of Naval Arch., No. 222, 1994
-

- [50] WHITE, F. :  
*Viscous Fluid Flow.*  
McGraw-Hill, New York, 1974
- [51] WILCOX, D. C.:  
*Turbulence Modeling for CFD.*  
DCW Industries, Inc., La Canada, California, USA, 1993